PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 11 — 1. Juni 1939 — Redaktionsschluß für Nr. 13 am 15. Juni 1939 — 40. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

H. Willenberg, Über die Leuchtdichte des Schwarzen Körpers bei der Temperatur des erstarrenden Platins. S. 389.

G. Bäz, Über Verlustmessungen an Dipolflüssigkeiten und festen technischen Isolierstoffen bei Zentimeterwellen. S. 394.

P. P. Debye, Elektroneninterferenzen an leichten Molekülen nach dem Sektorverfahren. Mit Tafel VIII u. IX. S. 404.

Th. Neugebauer, Über eine physikalische Theorie der Selbstreproduktion der Viren. S. 406.

J. Tagger, Eine einfache Methode der Kapazitätsmessung und ihre Anwendung zur Bestimmung der Kapazitätsänderung mit dem Fadenausschlag bei Fadenelektrometern. S. 408.

Besprechungen.

U. Dehlinger, Chemische Physik der Metalle und Legierungen. Band III der Sammlung Physik und Chemie in Einzeldarstellungen. S. 410.

Diebner-Graßmann, Künstliche Radioaktivität. S. 410.

H. Dingler, Die Methode der Physik. S. 411.

M. Planck, Determinismus oder Indeterminismus. S. 411.

Nachrichten. S. 412.

Berichtigung S. 412.

ABHANDLUNGEN

Über die Leuchtdichte des Schwarzen Körpers bei der Temperatur des erstarrenden Platins

(Vorbereitende Messungen für die neue Lichteinheit)

Von H. Willenberg

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Übersicht. In Zusammenhang mit den Vorarbeiten für die Einführung einer neuen Lichteinheit wird berichtet über die Methode und die Meßergebnisse beim Anschluß von Glühlampen als Lichtstärke-Sekundärnormalien an den neuen Primärstandard (Schwarzer Körper beim Platinerstarrungspunkt).

I

Die neue Lichteinheit und die bisherigen Untersuchungen anderer Staatslaboratorien

In den verschiedenen Industriestaaten sind zur Zeit noch zweierlei photometrische Maßeinheiten in Gebrauch: die Hefnerkerze (HK) und die sog. internationale Kerze. Seit längerer Zeit waren Bemühungen im Gange, diese verschiedenen photometrischen Grundeinheiten durch eine neue, künftig allgemein und ausschließlich zu benutzende Einheit zu ersetzen.

Durch die zuständige internationale Körperschaft, das Comité consultatif de Photométrie (C. c. Ph.) der Meterkonvention, ist 1937 die Einführung einer neuen Lichteinheit beschlossen worden. Über die Vorgeschichte wurde an anderer Stelle bereits berichtet[1]).

Durch die Beschlüsse des C. c. Ph. ist folgendes festgelegt:

1. Vom 1. 1. 1940 an wird die Einheit der Lichtstärke so bemessen, daß die Leuchtdichte des Schwarzen Körpers beim Erstarrungspunkt des reinen Platins (2047° K) 60 neue Einheiten pro cm² beträgt. Diese Einheit heißt Neue Kerze (NK).
2. a) Lichtquellen abweichender Farbe sind unter Berücksichtigung der international angenommenen Augenempfindlichkeitskurve anzuschließen.
   b) Für den Anschluß von Glühlampen höherer Farbtemperatur ist zur Herstellung von Farbgleichheit im Photometerfeld die Anwendung von Blaufiltern vorgeschrieben.

Zur Feststellung der Brauchbarkeit der neuen Lichteinheit sind von einigen anderen Staatslaboratorien bereits umfangreiche Untersuchungen ausgeführt worden[1])[2])[3]).

1) W. Dziobek, Zur Geschichte der Lichteinheit. Das Licht **7**, 176–178, 1937.

1) The Waidner-Burgess Standard of Light, by H. T. Wensel, Wm. F. Roeser, L. E. Barbrow and F. R. Caldwell, Bur. of Stand. Journ. of Res. **6**, 1103, 1931.

2) Rapport sur la réalisation de l'étalon d'intensité lumineuse Waidner et Burgess, par M. G. Ribaud (Frankreich). Procès-verbaux des séances du Comité int. des Poids et Mesures **16**, 261, 1933.

3) Résumé des Recherches faites sur l'étalon primaire de la lumière, H. Buckley et W. Barnett (NPL., England). Procès-verbaux des séances du Comité int. des Poids et Mesures, 2. série, **18**, 247, 1937.

II

Die Arbeiten in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (PTR.)

Im folgenden wird über die bisher in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durchgeführten Arbeiten berichtet. Es wurden zunächst zwei Sätze von Photometerlampen, die für internationale Vergleichsmessungen bestimmt sind, an den Schwarzen Körper angeschlossen.

A. Die Meßanordnung

1. Die photometrische Einrichtung. Die in der PTR. benutzte Meßeinrichtung unterscheidet sich nur in einigen Einzelheiten von den in den Staatslaboratorien der anderen Länder verwendeten Anordnungen. Man beobachtet mit einem Photometer die Strahlung eines Hohlraumes, der in erstarrendes Platin eintaucht. Mit dem so geeichten Photometer wird die Lichtstärke der Glühlampen gemessen, die als Sekundärnormalien dienen sollen. Die photometrische Anordnung ist aus Abb. 1 zu ersehen.

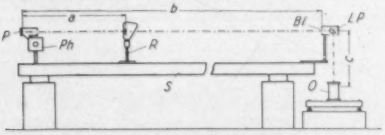


Abb. 1. Die optische Bank

Die Photometerbank S besteht aus einem I-Träger von 5 m Länge, der auf Steinsockeln ruht. Am linken Ende der Bank ist das Photometer Ph mit der Auffangefläche P angebracht. Es wurde ein Universalphotometer der Firma Schmidt & Haensch, Berlin mit Lummer-Brodhun-Würfel, fest eingebauter Vergleichslampe und Sektorenmeßeinrichtung benutzt (rotierendes Lichtbündel und ruhender verstellbarer Sektor mit 100teiliger Ableseskala). Die Größe des Gesichtsfeldes betrug bei den Messungen etwa 5°, der Durchmesser der Austrittspupille etwa 4 mm.

Als Auffangefläche P dient eine Gipsplatte, die mit dem Photometer fest verbunden und durch mehrere – nicht gezeichnete – Blenden vor falscher Strahlung geschützt ist. Unterhalb des rechten Endes der Photometerbank steht auf einer festen Unterlage der Ofen O, der den Hohlraumstrahler enthält. Die Strahlung tritt aus dem Schwarzen Körper senkrecht nach oben aus. Das Innere des Hohlraums wird auf der Photometerauffangfläche P abgebildet. Hierzu ist ein Umlenkprisma und eine Linse erforderlich. Diese beiden Teile wurden auf Vorschlag von Herrn Oberregierungsrat Dziobek in einem Stück hergestellt („Linsenprisma" LP), um die Zahl der Reflexe möglichst klein zu halten. Die eine Kathetenfläche des Prismas ist daher konvex geschliffen. Das System erhält dadurch Linsenwirkung (Brennweite 45 cm) und bildet das Innere des Hohlraumstrahlers in 10facher Vergrößerung auf der Photometerauffangfläche P ab. Das Bild des Strahlers kann mit Hilfe von Justierschrauben, die an der Fassung des Linsenprismas LP angebracht sind, auf der Auffangfläche P genau justiert werden. Der Strahlenkegel wird begrenzt durch eine kreisförmige Blende Bl von 25 mm Durchmesser. Für die Beleuchtungsstärke E auf dem Photometerschirm P gilt dann der Ausdruck

$$E = \frac{B \cdot f \cdot D}{b^2},$$

wobei

B = Leuchtdichte des abgebildeten Strahlers
f = Fläche der wirksamen Blende Bl
b = Abstand der Blende Bl von der Photometerauffangfläche P
D = Durchlässigkeit des Linsenprismas LP.

Die Fläche f der wirksamen Kreisblende Bl wurde durch Ausmessung des Durchmessers in vier verschiedenen Richtungen ermittelt. Sie beträgt $f = 4{,}8738$ cm². Der Abstand b der Blende vom Photometerschirm betrug 5,133 m. Für die Durchlässigkeit D haben die später (S. 392) beschriebenen Messungen den Wert 0,9060 ergeben.

2. Der Hohlraumstrahler. Abb. 2 zeigt den benutzten Hohlraumstrahler im Schnitt.

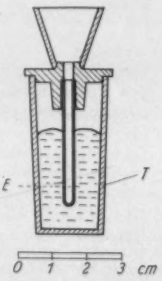


Abb. 2. Der Hohlraumstrahler

Die Anordnung ist dieselbe, wie sie von Hoffmann und Tingwaldt[1]) zum Anschluß des Platinerstarrungspunktes an den Golderstar-

1) Physik. Zeitschr. **35**, 434, 1934.

rungspunkt verwendet wurde. In einem Tiegel T aus reinem Thoriumoxyd befindet sich das Platin. Ein in den durchbohrten Deckel eingepaßtes Röhrchen aus Thoriumoxyd taucht 23 mm tief in das Platin ein und dient als Hohlraumstrahler. Der Innendurchmesser des Röhrchens beträgt 2 mm, die Wandstärke etwa 0,6 mm, die Länge 37 mm. Der Tiegel ruht mit einer Bettung aus Thoriumoxyd in einem größeren keramischen Behälter, der von einer Hochfrequenzheizspule umgeben ist.

Für den Erstarrungspunkt des verwendeten Platins ergab sich einige Zeit vor den photometrischen Messungen durch Anschluß an den Goldpunkt mit einem Pyrometer der Wert 2047° K in sehr guter Übereinstimmung mit dem von Hoffmann und Tingwaldt früher ermittelten Wert.

3. Die Photometerlampen. Nach längeren Vorversuchen mit verschiedenen Arten von Photometerlampen wurde für die Messungen eine Sonderlampentype benutzt, die von der Firma Osram in sehr dankenswerter Weise entwickelt worden ist. Diese Vakuumlampe hat normalen Edison-Gewindesockel und den bei Photometerlampen üblichen Innenaufbau mit zickzackförmig in einer Ebene angeordnetem Wolframdraht. Der Glaskolben ist kegelförmig. Zur Vermeidung störender Reflexe ist er gegen die Sockelachse geneigt und teilweise geschwärzt. Vor den Messungen wurden die Lampen wie üblich gealtert.

B. Gang der Messungen

Gemäß einer im Comité consultatif de Photométrie getroffenen Vereinbarung wurden zunächst 2 Sätze von je 6 Photometerlampen an den Schwarzen Körper angeschlossen. Die Lampen des ersten Satzes wurden bei einer Farbtemperatur von 2047° K gebrannt, so daß Farbgleichheit zwischen der Strahlung dieser Lampen und der des Primärstandards besteht. Die Lampen des zweiten Satzes wurden bei einer Farbtemperatur von 2360° K angeschlossen. Der hierbei im Photometerfeld vorhandene Farbsprung wird überbrückt durch Einschalten eines Kobalt-Blaufilters in den Strahlengang des Schwarzen Körpers.

1. Justierung. Vor Beginn der Messungen werden die Teile des Aufbaus im umgekehrten Strahlengang justiert, solange der Schwarze Körper kalt ist. Dicht vor der Auffangfläche P des Photometers wird eine kleine Punktlichtquelle angebracht. Das Linsenprisma LP entwirft ein Bild dieser Lichtquelle. Der Induktionsofen O mit dem Primärstandard wird dann seitlich und in der Höhe so lange verstellt, bis das Bild der Justierlampe innerhalb des als Hohlraumstrahler dienenden ThO_2-Röhrchens liegt, und zwar etwa 10 mm unterhalb der Röhrchenöffnung. In diesem Punkte schneiden sich also jetzt die Achse des umgekehrten Strahlenganges und die des Hohlraumstrahlers. Nun sind die beiden Achsen noch parallel zu richten. Zu diesem Zweck wird eine gerichtete Stahlstange in den Strahler eingesetzt, die am oberen Ende eine kleine Kreisscheibe mit konzentrischen Ringen trägt. Die Neigung der Ofenachse wird dann solange verändert, bis die Ringscheibe konzentrisch zu dem Strahlenkegel der Justierlampe liegt. Nun kann nach Entfernung der Justiervorrichtung der Strahler angeheizt werden. (Nach Beendigung der verschiedenen Messungen ist stets festgestellt worden, daß diese Justierung noch erhalten war.) Ein kleiner Ventilator bläst die über dem Ofen aufsteigende Warmluft zur Seite. Das Linsenprisma entwirft jetzt das vergrößerte Bild des Ofeninneren auf den Gipsschirm des Photometers. Die Strahlung trifft senkrecht auf den Gipsschirm auf. Infolge der absichtlich etwas groß gewählten Brennweite des Linsenprismas beträgt der Abstand c des Ofens etwa 50 cm. Dadurch wird außer dem Ofeninneren auch die Ofenöffnung noch nahezu scharf abgebildet, so daß man während der Messung stets gut feststellen kann, ob das kreisförmige Bild des Hohlraumstrahlers unverändert genau konzentrisch auf dem Gipsschirm liegt. Verlagerungen des Bildes infolge geringer Bewegungen des Tiegels werden durch Nachjustieren des Linsenprismas ausgeglichen. Der Rand des Bildes wird durch eine Kreisblende von etwa 17 mm Durchmesser abgedeckt. Für die photometrischen Messungen wird nur ein sehr kleiner Bereich von etwa 5 mm Durchmesser in der Mitte des Ofenbildes ausgenutzt. Diese Stelle wird nur von der Strahlung getroffen, die unterhalb der in Abb. 2 angedeuteten Ebene E entspringt. Der eigentlich photometrisch erfaßte Teil der Hohlraumoberfläche befindet sich also tief innerhalb des Platinbades, während der mittlere und besonders der obere Teil des Röhrchens, der aus der Platinoberfläche herausragt, bereits außerhalb der photometrisch benutzten Zone des Gipsschirmes abgebildet wird. Dadurch wird erreicht, daß der vordere etwas kältere Bereich des Hohlraums zu der photometrisch benutzten Strahlung nicht merklich beiträgt. (Zur Erreichung dieses Vorteils sind erhebliche Gegenstands- und Bildweiten, also große Banklänge, erforderlich.)

2. Anschluß des Photometers. Vor Beginn der eigentlichen Messungen wurde zunächst im Photometerfeld Farbgleichheit für den Platinschmelzpunkt hergestellt durch Wahl einer

passenden Stromstärke für die Vergleichslampe im Photometer. Dann wird das Photometer beim Erstarrungspunkt des Platins geeicht. Es wurden von zwei Beobachtern sowohl während des Schmelzens als auch während des Erstarrens Ablesungsreihen ausgeführt. Die photometrischen Einstellungen wurden von einem Mitarbeiter mittels Fernrohrs abgelesen. Die Heizung des Ofens wurde so eingestellt, daß das Schmelzen und Erstarren je einige Minuten dauerte. Während dieser Zeit machte der jeweilige Beobachter alle 15 Sekunden eine Einstellung. Die Leuchtdichte beim Schmelzen lag im Mittel etwa 1 Proz. niedriger als beim Erstarren. Dieser Unterschied ist etwas größer, als sonst im allgemeinen beobachtet wird, und beruht zum Teil darauf, daß der Schmelzvorgang durch reichliches Heizen zeitlich etwas abgekürzt wurde. Nach dieser Eichung des Photometers bei der Farbtemperatur des Platinpunktes wurde nun gleich die Eichung bei der Farbtemperatur 2360° K vorgenommen. Ein Kobalt-Blaufilter (Bezeichnung B 8) genau bekannter Durchlässigkeit, das eine entsprechende Farbänderung hervorruft, wurde vor der Photometerfläche P in den Strahlengang des Hohlraumstrahlers eingeschaltet, so daß die auf P auffallende Strahlung die Farbtemperatur 2360° K hatte. Zur Wiederherstellung der Farbgleichheit im Photometerfeld wurde in den Strahlengang der Photometervergleichslampe ein Blaufilter gleicher Art eingefügt, so daß die Vergleichslampe bei allen Messungen mit gleichbleibender Stromstärke betrieben werden konnte. Durch Anbringung des Blaufilters B 8 entsteht

a) Eine geringe Verkürzung des photometrisch wirksamen Abstandes der Blende *Bl*.
b) Ein Reflex durch Spiegelung der erhellten Photometerauffangfläche an den beiden Oberflächen des Blaufilters, das sich in 17 cm Abstand vor der Auffangfläche befindet.
c) Ein Spiegelbild der leuchtenden Blendenöffnung *Bl* (Abb. 1) durch Mehrfachreflexion an den Oberflächen des Blaufilters. Dies Spiegelbild von *Bl* fällt örtlich mit *Bl* selbst zusammen.

Die Erhöhung der Beleuchtungsstärke auf der Photometerauffangfläche infolge dieser 3 Einflüsse beträgt

a)	$1 \cdot 10^{-6}$
b)	$4 \cdot 10^{-6}$
c)	$3{,}5 \cdot 10^{-4}$
Zusammen:	$3{,}5_5 \cdot 10^{-4}$

Diese Größe wird wegen Geringfügigkeit im Ergebnis nicht berücksichtigt.

3. Messung von Lampen (Sekundärnormalien). Nach Beendigung des Photometeranschlusses wurden nun die zu messenden Glühlampen nacheinander auf der Photometerbank eingebrannt, bis Strom und Spannung konstant waren (ungefähr 5–10 Minuten). Die Zuführungen für die Spannungsmessung sind an den Kontaktkörpern der Lampenfassung angelötet, nicht an den Lampen selbst. Maßgebend ist daher nicht die gemessene Spannung, sondern die Stromstärke. Diese wird während der Messung konstant gehalten, und zwar bei einem Wert, für den Farbgleichheit im Photometerfeld besteht. Diese Stromstärke ist bereits vorher für jede einzelne Lampe ermittelt worden. Der Abstand der Lampen vom Photometer wird für jede der beiden Lampengruppen einheitlich gewählt, und zwar so, daß auf der Photometerauffangfläche P etwa die gleiche Beleuchtungsstärke erzeugt wird, wie durch den Hohlraumstrahler bzw. Hohlraumstrahler mit Blaufilter. Zur genauen Einstellung des Lampenabstandes dient eine besondere Visiereinrichtung. Der Reiter R, auf dem die Lampenfassung angebracht ist, trägt gleichzeitig rechts und links von der Lampe zwei (in Abb. 1 nicht gezeichnete) Arme mit 2 parallel zueinander ausgespannten lotrecht verlaufenden Stahlsaiten. Diese bestimmen eine Ebene, die senkrecht steht auf der Bankachse (Verbindungslinie zwischen Gipsschirm P und Blende *Bl*). Vor der Messung wird die Glühfadenebene der Photometerlampen durch Verstellungen am Lampenhalter in diese Ebene gebracht, deren Abstand von der Photometerfläche P genau ausgemessen wird. Die Lampen wurden aufrechtstehend gemessen. Dabei war der senkrechtstehende Teil der Kolbenwand dem Photometer zugewendet (Abb. 1).

Jeder Beobachter machte 2×10 Einstellungen am Photometer. Falls die Mittelwerte dieser zwei Zehnerreihen um $^1/_2$ Proz. oder mehr voneinander abwichen, so wurden die Ablesungen wiederholt. Nach Ausmessung aller Lampen der beiden Gruppen war eine erneute Eichung des Photometers durch den Hohlraumstrahler vorgesehen. Sie ließ sich aber nicht durchführen, da der Hohlraumstrahler dabei schadhaft wurde. Indessen bot die Tatsache, daß die Lichtstärke einiger wiederholt angeschlossener Lampen stets denselben Wert ergab, eine Gewähr für die unverändert gebliebene Gültigkeit der anfangs ermittelten Photometerkonstanten.

4. Messung der Durchlässigkeit der benutzten Optik. Die Durchlässigkeit D des Linsenprismas wurde unter Verwendung einer Hilfslichtquelle bestimmt. Diese besteht aus einem innen mit weißem Papier ausgekleideten Gehäuse mit einem Milchglasfenster, das durch

indirektes Licht einer im Gehäuse angebrachten kleinen Glühlampe sehr gleichmäßig beleuchtet wird. Die Stromstärke der Glühlampe wird so gewählt, daß das von der Milchglasscheibe ausgehende Licht die gleiche Farbtemperatur hat wie der Hohlraumstrahler. Zur Bestimmung der Durchlässigkeit D wurde nun die Leuchtdichte dieser Milchglasscheibe direkt bzw. unter Zwischenschaltung des Linsenprismas gemessen. Das Verhältnis der beiden so erhaltenen Leuchtdichtewerte ergibt die Durchlässigkeit des Linsenprismas. Diese Methode ist ähnlich der im National Bureau of Standards angewandten sog. „box-method". Durch Verwendung geeigneter Abstände zwischen Photometer, Linsenprisma und Milchglasscheibe (je etwa 1,5 m) ließ sich erreichen, daß in beiden Fällen die Strahlung von demselben Oberflächenbereich des Milchglases ausging, was im umgekehrten Strahlengang leicht festgestellt werden konnte. Als Mittelwert von 40 Einzelmessungen wurde für die Durchlässigkeit der Wert $D = 0{,}9060$ erhalten.

Eine Verbesserung dieses unmittelbar gemessenen Wertes D mit Rücksicht auf Mehrfachreflexionen im Linsenprisma ist infolge der Einfachheit dieser Optik nicht nötig. Der stärkste vorhandene Reflex ist ein sehr verkleinertes Bild des Hohlraumstrahlers (bzw. der Milchglasscheibe im Falle der Durchlässigkeitsmessung), das sich in geringem Abstand vom Linsenprisma befindet. Dieser Reflex bewirkte bei der Messung des Hohlraumstrahlers einen Fehler von $+3 \cdot 10^{-7}$ und bei Durchlässigkeitsmessung einen Fehler von $+9 \cdot 10^{-5}$. Das Linsenprisma ist durch ein Gehäuse vor Verstaubung usw. sehr gut geschützt, sodaß die häufig wiederholten Messungen der Durchlässigkeit innerhalb eines halben Jahres stets gut übereinstimmende Werte ergaben und keinerlei Gang zeigten, obwohl das Linsenprisma während dieser Zeit absichtlich niemals gereinigt wurde. Nach diesen und anderen Erfahrungen erhält man allgemein die am besten wiederholbaren Werte für die Durchlässigkeit von Linsen, Filtergläsern usw. dann, wenn man deren Oberflächen vor jeder Verstaubung oder geringen Veränderung durch Wasserdämpfe, Öldämpfe usw. durch guten Abschluß mittels Metalldeckeln schützt, nicht aber durch Reinigung vor jeder Messung; denn, wie mehrfache Messungen zeigten, verändert sich der Zustand einer Glasoberfläche besonders in der ersten Zeit nach einer gründlichen Reinigung recht merklich.

Die Durchlässigkeit des beim Anschluß des zweiten Lampensatzes verwendeten Kobalt-Blaufilters B 8 wurde in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt von Herrn Dr. Korte spektralphotometrisch ermittelt und außerdem von Herrn Inspektor Barthell subjektiv photometrisch bestimmt durch Vergleich mit der bekannten Durchlässigkeit des in der Reichsanstalt vorhandenen international ausgemessenen Blaufilters PTR 1 28. Es ergaben sich folgende Werte:

spektralphotometrisch	$0{,}574_9$
durch Vergleich mit $D_{\mathrm{PTR}\,128}$	$0{,}575_3$
	$D_{\mathrm{B8}} = 0{,}575_1$

C. Ergebnisse

Die photometrischen Messungen wurden von zwei Beobachtern (M. Schmidt und H. Willenberg) ausgeführt. Jeder der beiden Beobachter nahm jeweils 20 Einzeleinstellungen vor. Die Ergebnisse sind also durchweg Mittelwerte aus je 40 Einzelablesungen.

Eichung des Photometers:

Einstellung am Photometersektor beim Platinerstarrungspunkt: 50,03$_8$ Skt., daraus nach der Formel auf S. 390: 1 Skt. = 0,2010 NLx.

Einstellung bei Einschaltung der Blaufilter: 50,35 Skt., daraus 1 Skt. = $0{,}1997 \cdot D_{\mathrm{B8}}$ NLx.

Lampengruppe 1

Farbtemperatur etwa 2047° K. Abstand der Glühfadenebene von der Photometerauffangfläche 83,00 cm.

Lampe Nr.	Strom Amp.	Spannung Volt	Photometer Skt.	Lichtstärke NK
1	0,86282	31,29	50,18	6,95
2	0,86282	31,22	49,33	6,83
3	0,86282	31,34	50,15	6,94
9	0,86282	31,30	50,49	6,99
14	0,86281	31,20	48,39	6,70
17	0,86281	31,20	49,09	6,80

Lampengruppe 2

Farbtemperatur etwa 2360° K. Abstand der Glühfadenebene von der Photometerauffangfläche 230,73 cm.

Lampe Nr.	Strom Amp.	Spannung Volt	Photometer Skt.	Lichtstärke NK
5	1,10813	47,92	54,50	33,3
6	1,08791	46,21	50,38	30,7
16	1,08635	46,47	49,33	30,1
20	1,08725	46,42	51,16	31,2
21	1,07300	45,40	47,56	29,0
22	1,07011	45,48	44,98	27,4

Die beiden Lampengruppen wurden nach Abschluß der Messungen dem National Physical

Laboratory in England übersandt zur Durchführung von Vergleichsmessungen mit entsprechenden Lampengruppen anderer Staatslaboratorien.

Die Genauigkeit der Messungen

Der dem Endergebnis möglicherweise anhaftende Fehler hängt ab von den Fehlern, die bei der Herstellung bzw. Messung der im Ergebnis enthaltenen Teilgrößen auftreten können. Für den Einfluß dieser Fehlerquellen auf das Endergebnis sind etwa folgende Beträge anzusetzen:

Fehlerquellen	Wahrscheinlicher Fehler im Endergebnis
Abstandsmessungen auf der Photometerbank	0,3 Promille
Ausmessung der wirksamen Blende *Bl*	0,5 „
Photometrische Unsicherheit einschließlich Durchlässigkeitsmessung	2,0 „
Mangelnde Schwärze des Hohlraumstrahlers[1])	2,0 „
Verunreinigung des Platins[1])	3,0 „
Messung der Lampenstromstärken	0,4 „

Die angeführten Einzelfehler sind zum Teil reichlich hoch geschätzt; auch ist nicht anzunehmen, daß sie alle in gleicher Richtung liegen. Für den Fehler im Endergebnis wird man etwa 5 Promille oder weniger anzunehmen haben. Eine weitere Verringerung einzelner Teilfehler erscheint möglich.

Außer den an den Messungen beteiligten, oben bereits genannten Herren Dr. Korte, Barthell und Schmidt hat der technische Angestellte Herr Spahn bei der Durchführung der Arbeiten mitgewirkt. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat die erforderlichen elektrischen Meßeinrichtungen leihweise zur Verfügung gestellt, wofür ihr auch an dieser Stelle gedankt sei.

1) Hoffmann und Tingwaldt, Physik. Zeitschrift **35**, 436, 1934.

Berlin-Charlottenburg, im Mai 1939.

(Eingegangen 9. Mai 1939)

Über Verlustmessungen an Dipolflüssigkeiten und festen technischen Isolierstoffen bei Zentimeterwellen[1])

Von Gerhard Bäz

Inhaltsverzeichnis

I. Einleitung.
II. Meßmethoden.
1. Durchlässigkeitsmessungen.
2. Reflexionsmessungen.
III. Meßanordnungen.
IV. Messungen.
1. Durchlässigkeitsmessungen.
2. Reflexionsmessungen.
V. Ergebnisse.
1. Dipolflüssigkeiten.
2. Feste technische Isolierstoffe.
VI. Zusammenfassung.

I. Einleitung

Die zunehmende praktische Verwendung immer kürzerer Wellen in der Wissenschaft und Technik hat das Interesse an den dielektrischen Eigenschaften der festen und flüssigen Stoffe immer mehr hervortreten lassen. Denn die Messung ihrer Dielektrizitätskonstanten und der in ihnen infolge Absorption auftretenden Verluste ist sowohl für das Studium molekularer Eigenschaften von Dielektriken als auch für die Lösung sehr wichtiger technischer Fragen von Bedeutung.

Über das dielektrische Verhalten von Flüssigkeiten gegenüber sehr kurzen Wellen haben wir im wesentlichen nur sichere Anhaltspunkte aus Messungen bei sehr langen Wellen. So wurde bisher der Frequenzverlauf der Dispersion und der sie begleitenden Absorption – am häufigsten an Wasser und den Alkoholen – aus Leitfähigkeitsmessungen im Bereich von $\lambda = 50 - 6$ m berechnet (10, 14, 15, 16). Die der Berechnung zugrunde liegende maßgebliche Konstante ist die Sprungwellenlänge, die unmittelbar die Lage des Dispersionsgebietes angibt (14). Es erhebt sich naturgemäß die Frage, inwieweit nun tatsächlich eine Übereinstimmung mit den Bereichen der stärksten Dispersion besteht. Die früheren Messungen, die in diesen Gebieten mit gedämpften Wellen (2) ausgeführt wurden, können infolge ihrer sich widersprechenden Ergebnisse nicht herangezogen werden. In neuester Zeit haben v. Ardenne, Groos und Otterbein (12) mit ungedämpften Wellen den Brechungsexponenten von Wasser und Alkoholen bis zu Wellenlängen

1) Dissertation, eingereicht im Juni 1937 bei der Mathematischen Naturwissenschaftlichen Fakultät an der Friedrich-Schiller Universität Jena. Vgl. Physik. Zeitschrift **38**, 774, 1937.

gemessen, die in die eigentlichen Dispersionsgebiete hineinreichen. Es fehlen hierzu aber die Angaben über die Absorption. Es lag deshalb nahe, den Dispersionsverlauf dieser Flüssigkeiten nach kürzeren Wellen hin zu verfolgen und ihre Sprungwellenlänge direkt zu messen oder sie aus einer eng benachbarten Wellenlänge zu ermitteln.

Über die dielektrischen Eigenschaften der festen Stoffe liegen bei Zentimeterwellen nur sehr wenige Untersuchungen vor. Lediglich hat Rubens (17) die Dielektrizitätskonstante einiger Gläser und von Hartgummi bei $\lambda = 5{,}7$ cm gemessen. Absorptionsmessungen fehlen vollständig. Für die Technik sind jedoch gerade solche Messungen von besonderer Wichtigkeit, da aus der Absorption der Verlustwinkel durch eine sehr einfache Beziehung berechnet werden kann.

In der folgenden Arbeit wird die Dispersion und die Absorption von Wasser, Methyl- und Äthylalkohol gemessen. Im Zusammenhang hiermit wird die Brauchbarkeit der Meßmethoden zur Bestimmung der Absorption und damit des Verlustwinkels fester technischer Isolierstoffe an einigen Beispielen gezeigt.

II. Meßmethoden

Die Schwierigkeiten bei der Messung der dielektrischen Eigenschaften im Zentimeterwellengebiet liegen bereits in der Ermangelung geeigneter elektrischer Meßmethoden, von denen man voraussetzt, daß sie sowohl die Dielektrizitätskonstante als auch die Absorption (und zwar auch bei größeren Werten) zu messen gestatten. An ihrer Stelle wurden die Meßmethoden bisher aus der Optik entlehnt (3, 4, 5). Gegen ihre Benutzung im Zentimeterwellengebiet ist durchaus nichts einzuwenden, sofern man nur die Gerätedimensionen genügend groß gegen die Wellenlänge macht und Beugungserscheinungen genau beachtet. So wurden auch für die vorliegenden Untersuchungen diese optischen Meßmethoden gewählt.

Sie erlauben nun aus der Messung des Durchlässigkeits- und des Reflexionsvermögens bei verschiedenen Schichtdicken des Dielektrikums den Brechungsexponenten n und den Absorptionsindex $\varkappa$ zu bestimmen.

Der Zusammenhang dieser optischen Größen mit den durch Messungen an langen Wellen erhaltenen elektrischen ergibt sich durch folgende Beziehungen. Da für ein leitendes Dielektrikum die Dielektrizitätskonstante komplex ist, gilt:

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''.$$

Die Dielektrizitätskonstante ist mit dem Brechungsexponenten durch die Maxwellsche Beziehung

$$n^2 = \varepsilon$$

verknüpft, wobei $n = n(1 - j\varkappa)$ gesetzt ist.

Hieraus erhält man:

$$\varepsilon' = n^2(1 - \varkappa^2), \tag{1}$$

$$\varepsilon'' = 2n^2\varkappa, \tag{2}$$

$$k = n\varkappa.$$

Die Größe k führt den Namen Absorptionskoeffizient und gibt die Schwächung der auffallenden Welle im Dielektrikum an. ε' hat die Bedeutung der Dielektrizitätskonstante eines äquivalenten absorptionsfreien Isolierstoffes. Die Größe ε'' ist ein Maß für die Verluste. Der Quotient beider gibt den Verlustwinkel an.

Es ist:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{2\varkappa}{1 - \varkappa^2}. \tag{3}$$

1. Bestimmung der Konstanten aus Durchlässigkeitsmessungen

Bei den bisherigen Messungen wurde der Absorptionskoeffizient aus der bekannten Ausbreitungsformel

$$J = J_0 \cdot e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}}, \tag{4}$$

worin d die Schichtdicke und λ die Luftwellenlänge bedeuten, berechnet. Diese Formel besitzt aber keine allgemeine Gültigkeit, wenn die Schichtdicke in die Größenordnung der benutzten Wellenlänge kommt. Gleichung (4) gilt dann nur für sehr stark absorbierende Substanzen und für den Fall, daß die Rückfläche der untersuchten Schicht die Durchlässigkeit nicht beeinflußt. Bei geringer Absorption und bei sehr kleinen Schichtdicken erzeugen jedoch die mehrmals in der Substanz hin und her gespiegelten Wellen eine Interferenzerscheinung, die sich der abklingenden Exponentialfunktion überlagert. Dazu tritt an der Vorderfläche ein Reflexionsverlust ein, der in obiger Formel nicht enthalten ist. Dieser Reflexionsverlust ist ebenfalls von der Schichtdicke abhängig, solange die Durchlässigkeitskurve Interferenzen zeigt. Diese Erscheinung ist aber rechnerisch schon mehrfach behandelt worden (6, 7).

Ganz allgemein gilt für die durchgelassene Intensität durch eine absorbierende Schicht:

$$J = J_0 \cdot \frac{e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}} \cdot (1 - R^4 \cdot e^{-\frac{8\pi k d}{\lambda}})}{1 - R^4 \cdot e^{-\frac{8\pi k d}{\lambda}} \cdot 1 - 2R^2 \cdot e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}} \cos\frac{4\pi d}{\lambda} + R^4 \cdot e^{-\frac{8\pi k d}{\lambda}}}, \tag{5}$$

worin R der Reflexionskoeffizient des Stoffes bedeutet.

Diese Gleichung kann man für den praktischen Gebrauch wesentlich vereinfachen, indem man nur den rein exponentiellen Abfall der aufgenommenen Durchlässigkeitskurve betrachtet und sich dabei auf gewisse Sonderfälle beschränkt.

Nimmt nämlich bei kleinen Werten von $k = n\varkappa\, d/\lambda$ große Werte an, so vereinfacht sich Gleichung (5) zu

$$J = J_0 \cdot \frac{e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}}}{1 - R^4 \cdot e^{-\frac{8\pi k d}{\lambda}}} \qquad (6)$$

und bei kleinem R oder großem k zu

$$J = J_0 \cdot e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}}. \qquad (4)$$

In diesem Falle kann die Auswertung graphisch erfolgen. Sonst muß der Absorptionskoeffizient durch Näherungsverfahren gefunden werden. Folgt die Durchlässigkeitskurve, wenn auch nur in einem Teil, dieser einfachen Exponentialfunktion, so läßt sich der Absorptionskoeffizient aus jeweils zwei Meßpunkten bestimmen. Unter Benutzung der Gleichung (4) ergibt sich der Absorptionskoeffizient zu

$$n\varkappa = \frac{\lambda}{4\pi\delta} \cdot \ln \frac{J_1}{J_2}, \qquad (7)$$

worin $J_{1,2}$ die durchgelassenen Intensitäten und δ die Differenz ihrer zugehörigen Schichtdicken bedeuten.

Die Exponentialfunktion liefert uns nur das Produkt aus dem Brechungsexponenten n und dem Absorptionsindex $\varkappa$. Zur Trennung des Ausdrucks muß eine Größe, und zwar n noch gesondert bestimmt werden. Hierzu bestimmt man am besten das Reflexionsvermögen, dessen Kenntnis die Gleichung (5) sowieso erfordert, und berechnet den Brechungsexponenten mit Hilfe des Fresnelschen Intensitätsgesetzes. Nach diesem gilt:

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}.$$

Und dieses nach n aufgelöst ergibt:

$$n = \frac{1+R}{1-R} + \sqrt{\left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2 - 1 - k^2}. \qquad (8)$$

Mitunter wird es auch bereits bei Aufnahme der gesamten Interferenzkurve möglich sein, schon aus dieser durch Extrapolation auf die Schichtdicke Null die in das Medium eintretende Intensität und aus ihr und der Gesamtintensität J_0 den Reflexionskoeffizienten R zu bestimmen. Bei geringer Absorption ist der Brechungsexponent auch aus den Interferenzen bestimmbar.

2. Bestimmung der Konstanten aus Reflexionsmessungen

Bei sehr kleinen Schichtdicken ist auch das Reflexionsvermögen von der Schichtdicke abhängig. Diese Abhängigkeit kann ebenfalls meßtechnisch zur Bestimmung der gesuchten Konstanten verwendet werden.

Um von vornherein zusätzliche Bodenreflexionen zu vermeiden, wurde bei der praktischen Messung des Reflexionsvermögens als Funktion der Schichtdicke nun so verfahren, daß die Schicht unten durch eine Metallplatte abgeschlossen wurde. Hierdurch erhält man vor allem eine definierte stehende Welle.

Dabei ergibt sich hier für die Schichtdickenabhängigkeit der reflektierten Strahlung (9):

$$J = J_R + (J_0 - J_R) e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}} \cdot \cos \frac{2\pi n d}{\lambda}. \qquad (9)$$

Die reflektierte Intensität nimmt vom Wert Eins, dem Reflexionskoeffizienten der Metallplatte, ab und schwankt periodisch um den den Reflexionskoeffizienten R des Dielektrikums angebenden Wert (vgl. Fig. 4). Die Exponentialkurve der Extrema liefert uns auch hier den Absorptionskoeffizienten $n\varkappa$ und zugleich aus einer einzigen Meßreihe das Reflexionsvermögen R, wenn die Schichtdicke kontinuierlich so groß gemacht wird bis die innere Reflexion wegen der Absorption verschwindet.

III. Meßanordnungen

Bei der Durchlässigkeitsmessung der festen Isolierstoffe befanden sich Sender und Empfänger horizontal gegenüber, während bei der Messung der Flüssigkeiten der Strahlengang durch eine Aluminiumplatte senkrecht nach unten umgebogen wurde (Fig. 1).

Zur Herstellung des parallelen Strahlenbündels dienten Metallspiegel. Es wurden zum Teil Kugelspiegel oder Parabolspiegel mit einem Öffnungsdurchmesser von 40 bzw. 70 cm verwendet.

Die Anordnung bei den Reflexionsmessungen ist schematisch in Fig. 2 dargestellt.

Zur Aufnahme der Flüssigkeiten wurde ein Trog aus Hartgummi wegen seines geringen Absorptions- und Reflexionsvermögens und seiner Beständigkeit gegen die eingebrachten Flüssigkeiten verwendet. Zu beachten war, daß die Bodenstärke des Gefäßes der Meßwellenlänge

angepaßt werden mußte, um zusätzliche Reflexionen zu vermeiden. Zur Beseitigung des Trägerschichteinflusses kam die Erscheinung zur Anwendung, daß – wie aus Gleichung (5) folgt – bei einem kaum absorbierenden Medium bei Schichtdicken von $\lambda/2$ annähernd die durchgelassene Intensität Eins und die reflektierte Null wird (vgl. Fig. 10). Damit zu den Messungen nicht allzu große Flüssigkeitsmengen erforderlich wurden, hatte der Trog nur eine Größe von 30 × 30 cm. Die Verkleinerung des Strahlungsquerschnittes wurde durch eine Lochblende erreicht.

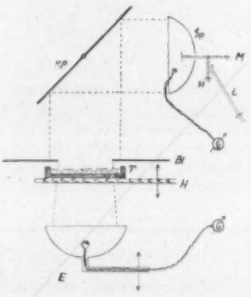


Fig. 1. Schema der Durchlässigkeitsmeßeinrichtung.

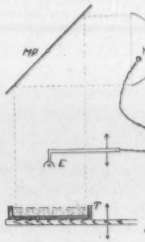


Fig. 2. Schema der Reflexionsmeßeinrichtung.

Es ist ferner zu beachten, daß bei der Verwendung von Metallspiegeln zur Bündelung der Wellen zwischen dem Sender und dem Empfänger nicht fortschreitende, sondern ausgeprägte stehende Wellen auftreten. Das Auftreten dieses Interferenzfeldes wirkt sich nun dahin aus, daß die Durchlässigkeit einer Schicht im Strahlengang ortsabhängig wird. Diese Abhängigkeit kann man eliminieren, indem man die Schicht immer am gleichen Ort in den Strahlengang einbringt. Wie auch das Experiment bestätigte, kann die Schicht sich entweder in einem Maximum oder in einem Minimum der stehenden Welle befinden. Es ist zweckmäßig, die Schicht in einem Minimum des Interferenzfeldes einzubringen, da hierbei maximale Durchlässigkeit für alle Schichtdicken erhalten wird[1]). Um beim Zugießen von Flüssigkeit die Oberfläche dann immer am gleichen Ort zu halten, war der Trog in der Höhe verstellbar. Auch mußte der Empfänger verschiebbar und fein genug einstellbar eingerichtet werden, um beim Einbringen eines Mediums die hierdurch eintretende Verkürzung des Interferenzfeldes auszugleichen.

Zur Erzeugung der ungedämpften Zentimeterwellen dienten Zweischlitzmagnetronröhren, die im hiesigen Institut entwickelt und gebaut worden waren. Die Hochfrequenzenergie wurde über eine Lecherleitung dem Dipol zugeführt, der im Brennpunkt des Hohlspiegels angeordnet war. Die Abstimmung auf maximale Abstrahlung wurde durch eine Stegleitung erreicht. An diese Stegleitung war ein weiteres Lechersystem zur Wellenlängenmessung induktiv angekoppelt. Das Magnetfeld erzeugte ein Elektromagnet. Als Anodenspannungsquelle diente ein Einweggleichrichter, der bis zu 2000 Volt lieferte. Die Heizspannung wurde Akkumulatoren entnommen.

Als Empfänger wurden gewöhnliche Rundfunkdetektoren mit Silizium gegen Silber verwendet. Die Detektoren waren sehr konstant und ergaben, obgleich sie nicht abgestimmt waren, gute Galvanometerausschläge. Unter Verwendung eines weiteren Spiegels am Empfänger betrug der in 3 m Entfernung erhaltene Galvanometerstrom noch ungefähr 40 μA, so daß zur Messung das handliche Siemensgalvanometer mit einer Empfindlichkeit von 1,2 μA/Skt. benutzt werden konnte.

Um kurzzeitige Intensitätsschwankungen des Senders zu eliminieren, wurde ein zweiter, sogenannter Kontrollempfänger in unmittelbarer Nähe des Senders aufgestellt und die Ausschläge am Empfänger immer auf die des Kontrollempfängers bezogen. Die Ausschläge der Galvanometer sind der Intensität genau proportional, was mit Hilfe eines Polarisationsgitters geprüft wurde.

Da bei Dispersionsuntersuchungen die benutzte Wellenlänge möglichst genau bekannt sein muß, wurde diese mittels des besonderen

1) Wie durch Versuche mit gedämpften Wellen festgestellt wurde, treten auch bei ihrer Verwendung diese Interferenzen auf. Da bei den älteren Messungen von einem Auftreten eines Interferenzfeldes nie berichtet wurde, stellt diese Erscheinung möglicherweise den Grund für die mangelnde Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse dar.

Lechersystems aus je acht bis zehn Resonanzstellungen bestimmt. Zur Untersuchung einer Mehrwelligkeit oder etwa auftretender Oberwellen wurde die Strahlung mit Boltzmannschen Interferenzspiegeln untersucht. Aus dieser Interferenzkurve waren keine Anzeichen einer Mehrwelligkeit zu erkennen.

IV. Messungen

1. Durchlässigkeitsmessungen

Der Gang der Messungen gestaltete sich nun so, daß bei den festen Stoffen die Intensität am Empfänger einmal ohne und dann mit zwischengeschaltetem Dielektrikum bestimmt wurde, wobei die Maximaldurchlässigkeiten verschiedener Plattenstärken gemessen wurden.

Bei den Flüssigkeiten wurde erst der Trog, der eine Bodenstärke von 0,8 cm hatte, eingebracht und die durchgehende Intensität gemessen. Die in Abschnitt III erwähnte Anpassung an die Meßwellenlänge wurde durch zusätzliche Hartgummiplatten, die dem Trog untergelegt wurden, erreicht. Die Änderung der Schichtdicke geschah durch Zugießen, wobei die Flüssigkeitsschicht immer in einen Wellenknoten im Strahlengang gebracht wurde. Es wurde dann die Abnahme der Intensität mit zunehmender Dicke gemessen. Der Flüssigkeitstrog mußte unmittelbar hinter der Blende stehen, da sonst erhebliche Beugungen auftraten. Die restliche gebeugte Intensität wurde durch aufgelegte Metallplatten von der Größe der Flüssigkeitsoberfläche gemessen und von der durchgehenden Intensität abgezogen. Die Temperaturmessung wurde vor und nach der Messung vorgenommen. Ein Temperaturgang von 1–2° war bei der langen Meßdauer nicht zu vermeiden. Es wurde der Mittelwert gebildet. Als Beispiel einer Messung ist in Fig. 3 die Durchlässigkeit von Methylalkohol bei $\lambda = 6{,}3$ cm dargestellt. Die exponentielle Abhängigkeit der Absorption von der Schichtdicke wird durch logarithmische Auswertung der experimentell aufgenommenen Kurven geprüft. Bei starker Absorption liegen die gemessenen Punkte auf einer Geraden, bei geringerer periodisch um diese. Der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinatenachse gibt den Reflexionsverlust an. Die erhaltenen Ergebnisse sind auf 3–4 Proz. reproduzierbar.

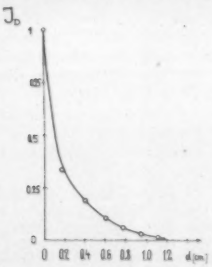


Fig. 3. Absorption im Methylalkohol bei $\lambda = 6{,}3$ cm.

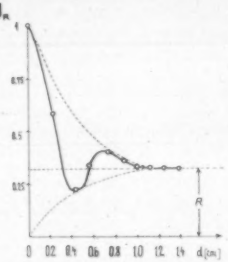


Fig. 4. Reflexion am Methylalkohol bei $\lambda = 6{,}3$ cm.

2. Reflexionsmessungen

Die Gesamtanordnung bei den Reflexionsmessungen ist aus Fig. 2 zu ersehen. Hier wurde die Flüssigkeitsoberfläche in einen Schwingungsbauch gehalten. Auch der Empfänger befand sich in einem Maximum des Interferenzfeldes. Die Messung der Schichtdickenabhängigkeit des Reflexionsvermögens bzw. des Koeffizienten R geschah in der Weise, daß der Galvanometerausschlag bei Reflexion an der Flüssigkeitsschicht beobachtet wurde und mit dem bei Reflexion an einer gleich großen Aluminiumplatte verglichen wurde. Es ist dabei zu beachten, daß bei einem absorbierenden Medium das Reflexionsvermögen komplex ist und infolge des Phasensprungs eine Verkürzung des Interferenzfeldes eintritt. Wenn auch diese Phasenänderung sehr klein ist, läßt sie sich sehr leicht berücksichtigen, wenn man die Resonanzkurven der Metallplatte und der Flüssigkeitsschicht aufnimmt. Sehr wichtig ist, daß man bei der Bestimmung von R die Flüssigkeitsschicht hoch genug wählt, damit keine Störungen durch Reflexion an der unteren Begrenzung der Schicht eintreten. Wie bei den Absorptionsmessungen festgestellt wurde, reichte in jedem Falle eine 2 cm hohe Schicht. Die Bestimmung des Reflexionskoeffizienten R wurde stets an einer 3 cm dicken Schicht ausgeführt, wozu allerdings 3 Liter Flüssigkeit benötigt wurden. Da für die vorliegenden Untersuchungen eine sehr genaue

Bestimmung des R erforderlich ist, wurde besonders auf zusätzliche Reflexionen, wie sie z. B. durch zu große Bodennähe der Schicht hervorgerufen werden können, geachtet. Die Meßgenauigkeit ist hier nur durch die Konstanz der Senderintensität gegeben und beträgt etwa 1 Proz. Die Ergebnisse aus diesen Messungen stimmen innerhalb der möglichen Meßgenauigkeit mit denen aus den Durchlässigkeitsmessungen überein. Als Beispiel ist eine Messung ebenfalls an Methylalkohol bei $\lambda = 6{,}3$ cm in Fig. 4 angeführt.

V. Ergebnisse

1. Dipolflüssigkeiten

Die Meßergebnisse, die an den polaren Flüssigkeiten erhalten wurden, sind zunächst in Tabellen angegeben. Zur Prüfung der Dipoltheorie wurde die Sprungwellenlänge λ_s aus dem reellen Teil der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon' = n^2(1 - \varkappa^2)$ nach der Debyeschen Gleichung

$$\lambda_s = \lambda \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon'}{\varepsilon' - n^2}} \qquad (10)$$

berechnet (14).

Zu den Messungen wurde destilliertes, doppelt destilliertes und gewöhnliches Leitungswasser benutzt. Es konnte kein Unterschied der Reinheitsgrade beobachtet werden, was auch verständlich ist, da der Dipolverlust die Eigenleitfähigkeit um ein Vielfaches übertrifft.

Tabelle I

Meßergebnisse am Wasser ($\varepsilon_0 = 81$, $n^2 = 1{,}8$)

λ_{cm}	9,35	6,10	3,58	2,8
$n\varkappa$	0,68	1,05	1,65	2,2
R	0,63	0,62	0,61	0,61
n	8,86	8,62	8,02	7,7
$\varkappa$	0,077	0,122	0,20	0,26

Die Alkohole waren in der besterreichbaren Qualität von Merck, Darmstadt, bezogen und wurden zu den Messungen direkt den Originalpackungen entnommen.

Tabelle II. Meßergebnisse am Methylalkohol ($\varepsilon_0 = 31{,}75$, $n^2 = 2$, $t = 19°$)

λ_{cm}	9,0	6,20	3,80	2,8
$n\varkappa$	1,37	1,30	1,15	1,0
R	0,41	0,32	0,25	0,20
n	4,03	3,94	2,4	2,12
$\varkappa$	0,355	0,425	0,48	0,47

Tabelle III. Meßergebnisse am Äthylalkohol ($\varepsilon_0 = 25{,}8$, $n^2 = 1{,}85$, $t = 20°$)

λ_{cm}	10,0	6,0	3,80	2,8
$n\varkappa$	1,15	0,90	0,75	0,58
R	0,25	0,18	0,135	0,09
n^2	6,0	3,78	3,1	2,12
$\varkappa$	0,47	0,46	0,426	0,4

Wasser

Das Wasser ist mit ungedämpften Wellen bis zu $\lambda = 13$ cm untersucht worden. Die mit gedämpften Wellen (2, 12) im Bereich von 100 bis 20 cm gefundenen schmalen Dispersionsstreifen konnten von Heim (11) und v. Ardenne, Groos und Otterbein (12) nicht bestätigt werden. Sie zeigten, daß bis zu einer Wellenlänge von ungefähr 15 cm die Dielektrizitätskonstante nicht von ihrem statischen Wert abweicht. Erst bei $\lambda = 13{,}45$ cm fanden v. Ardenne, Groos und Otterbein für $n^2 = 77{,}4$. Im Bereich von 13–24 cm liegen noch Messungen mit ungedämpften Wellen von Seeberger (9) vor, die allerdings nicht der Debyeschen Theorie gerecht werden, da Seeberger ebenfalls einen sehr schmalen Dispersionsstreifen fand. Da andererseits die von ihm untersuchte Temperaturabhängigkeit der Absorption im Sinne der Dipoltheorie deutbar ist, dürfte wohl das oben angeführte Ergebnis auf Beobachtungsfehler zurückzuführen sein. Die aus seinen Messungen gebildeten Mittelwerte ergeben $n^2 = 79$ und $n\varkappa = 0{,}43$ bei $\lambda = 14$ cm. Dies sind Werte, die mit den neueren Messungen in Einklang zu bringen sind.

Im Gebiet der Zentimeterwellen liegen bisher nur Messungen mit gedämpften Wellen vor. Aus diesen sich widersprechenden Arbeiten seien nur die ausführlicheren von Eckert (3), Möbius (4) und Tear (5) herausgegriffen. Eckert hat die Dispersion und Absorption zwischen 8,8 und 1,75 cm gemessen und fand abnehmenden Brechungsexponenten und zunehmenden Absorptionskoeffizienten. Er nahm jedoch an, wahrscheinlich von den Messungen Lampas (2) beeinflußt, daß der Brechungsexponent von $\lambda = 2$ cm nach kürzeren Wellen hin wieder ansteigen würde. Auch hat Möbius zwischen $\lambda = 2{,}7$ bis 0,42 cm drei solcher Dispersionsstreifen festgestellt.

Unter Berücksichtigung der vorliegenden Ergebnisse mit ungedämpften Wellen ist anzunehmen, daß auch diesen Dispersionsstreifen keine Realität zukommt. In Fig. 5 sind die Meßergebnisse an Wasser, das Reflexionsvermögen R, der Absorptionskoeffizient $n\varkappa$ sowie die Dispersion (n^2) in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Die Figur enthält zum Vergleich noch die mit etwas längeren ungedämpften

Wellen erhaltenen Meßergebnisse von Seeberger und v. Ardenne, Groos und Otterbein sowie diejenigen aus dem Ultrarot von Rubens (27). Die ausgezogene Kurve ist unter Benutzung der Debyeschen Formeln nach un-

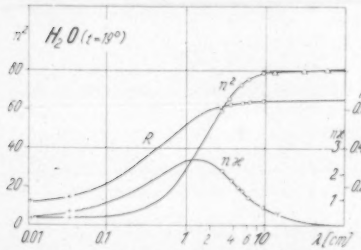


Fig. 5. Die Dispersion und Absorption des Wassers. o Verfasser, △ v. Ardenne, Groos und Otterbein, Y Seeberger, + Rubens.

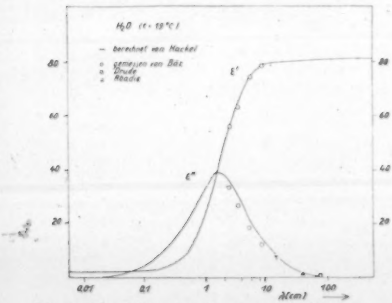


Fig. 6. Vergleich der Messungen mit dem nach Hackel berechneten Frequenzverlauf.

seren Meßergebnissen berechnet. Die Berechnung der Sprungwellenlänge ergibt aus den vorliegenden Messungen für $t = 19°$ den Wert $\lambda_s = 1{,}85$ cm. Die Bestimmung der Sprungwellenlänge aus Leitfähigkeitsmessungen bei langen Wellen wurde zum ersten Male von Schmelzer (15) durchgeführt. Aus Messungen bei $\lambda = 10{,}5$ m erhielt er $\lambda_s = 1{,}2$ bis $1{,}7$ cm. In neuester Zeit wurden diese Messungen von Hackel im gleichen Institut wieder aufgegriffen, wobei sich die Sprungwellenlänge bei $\lambda = 6$ und 10 m für $t = 19°$ zu $\lambda_s = 1{,}80$ cm ergab. Der Vergleich unserer Messungen mit der Berechnung aus Leitfähigkeitsmessungen bei langen Wellen ist in Fig. 7 durchgeführt. Aus dieser Übereinstimmung folgt, daß bei der bisher erreichten Meßgenauigkeit eine Extrapolation mit Hilfe der Debyeschen Formeln aus Langwellenmessungen bis in das Sprunggebiet als zulässig erscheint. Es ist anzunehmen, daß in dem unmittelbar sich anschließenden, experimentell nicht mehr zugänglichen Gebiet keine besonderen Effekte zu erwarten sind. Der maximale Wert des Absorptionskoeffizienten $n\varkappa$ dürfte deshalb für $t = 19°$ bei $\lambda = 1{,}4$ cm und der des Absorptionsindex bei $\lambda = 0{,}6$ cm liegen.

Alkohole

Während beim Wasser nur ein Teil des Dispersionsgebietes erreicht wurde, konnte bei den Alkoholen die Dispersion wesentlich weiter verfolgt werden.

Von beiden Alkoholen liegen in der Nähe des Dispersionsgebietes Messungen der Dielektrizitätskonstante und des Absorptionsindex von Mizushima (8) bei $\lambda = 308$ und 59 cm vor. Im Dispersionsgebiet selbst haben v. Ardenne, Groos und Otterbein wiederum den Brechungsexponenten von $\lambda = 13$ bis 56 cm bestimmt. Außer einer einzigen Messung des Absorptionskoeffizienten bei $\lambda = 14$ cm von Seeberger (9) liegen unterhalb $\lambda = 60$ cm keine Absorptionsmessungen mit ungedämpften Wellen vor. Die mit Funkenwellen erhaltenen Ergebnisse haben – ähnlich wie beim Wasser – auch bei den Alkoholen keine Eindeutigkeit gezeigt.

Von Methylalkohol zeigt Fig. 7 den Frequenzverlauf der gemessenen Absorptionsindizes und Brechungsexponenten. Die Werte für n^2 von Mizushima und v. Ardenne schließen sich gut meinen Messungen an. Weniger übereinstimmend ist der von Seeberger bei $\lambda = 14$ cm angegebene Wert von $n^2 = 22{,}5$ für $t = 18°$. Auch die von Mizushima gefundenen Absorptionsindizes fügen sich meinen Ergebnissen an, während der von Seeberger bei $\lambda = 14$ cm für $\varkappa = 0{,}22$ gefundene als zu niedrig erscheint.

Aus Leitfähigkeitsmessungen wurde der Dispersionsverlauf von Malsch (10), Mizushima (8) und von Schmelzer (15) berechnet. Der Vergleich ist in Tabelle IV durchgeführt.

Tabelle IV

λ	76 m	48 m	28 m		9,5 m	6,1 m	3,08 m	58 cm	28 m		10 – 3 cm	
λ_s	20	17	20		39	36	8	14	13		12,8	
t^0		20^0					20^0		19^0		19^0	
	Malsch				Mizushima				Schmelzer		Verfasser	

Aus den vorliegenden Messungen ergibt sich im Mittel $\lambda_s = 12{,}8$ cm, ein Wert, der mit den Messungen von Schmelzer in guter Übereinstimmung ist.

Vom Äthylalkohol ist der Frequenzverlauf der gemessenen Werte in Fig. 8 wiedergegeben. Die von v. Ardenne, Groos und Otterbein angegebenen Werte für die Brechungsexponenten passen wieder gut zu meinen Meßergebnissen, während die von Mizushima gemessene Dielektrizitätskonstante sich der Dispersionskurve nicht einfügen läßt, wohl aber der von ihm gefundene Absorptionsindex. Seebergers Ergebnisse zeigen wiederum größere Abweichungen.

Aus den Leitfähigkeitsmessungen oberhalb $\lambda = 10$ m ist die Sprungwellenlänge von Mizushima, Malsch, Schmelzer und Hackel (16) berechnet worden. Die von ihnen gefundenen Werte für die Sprungwellenlänge λ_s sind in der Tabelle V zusammengestellt.

Tabelle V. Die Sprungwellenlänge des Äthylalkohols für $t = 20°$

λ	76 m	48 m	28 m	9,5 m	3,08 m	59 cm	21 m	100 – 25 m	10 – 2,8 cm
λ_s cm	30	33	33	23,1	31,2	43	27	27,9	28,4
	Malsch			Mizushima			Schmelzer	Hackel	Verfasser

Aus den vorliegenden Messungen ergab sich im Mittel für $t = 20°$ $\lambda_s = 28{,}4$ cm. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Langwellenmessungen der zitierten Autoren.

Wie schon beim Wasser vermutet wurde, bestätigen auch die Messungen an den Alkoholen, daß im Debeyeschen Gebiet außer der nach Langwellenmessungen berechneten Dispersion keine Molekülschwingungen, die auf Grund der älteren Messungen mit Funkenwellen angenommen wurden, vorhanden sind. Denn die vorliegenden Untersuchungen zeigen, daß das Verhalten dieser Stoffe bis zu $\lambda = 2$ cm recht gut durch die Debyeschen Formeln der Frequenzabhängigkeit der Dispersion wiedergegeben wird, sofern man in diese die empirisch gefundene Sprungwellenlänge einsetzt[1]).

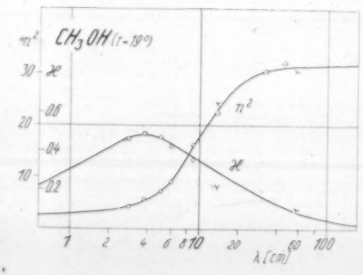


Fig. 7. Dispersion und Absorption von Methylalkohol. ○ Verfasser, △ v. Ardenne, Groos und Otterbein, Y Seeberger, ≻ Mizushima.

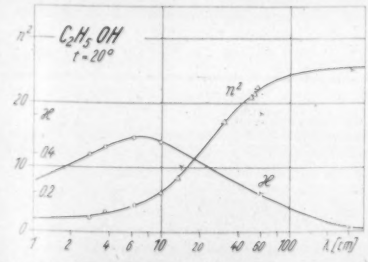


Fig. 8. Dispersion und Absorption von Äthylalkohol. ○ Verfasser, △ v. Ardenne, Groos und Otterbein, Y Seeberger, ≻ Mizushima.

2. Feste technische Isolierstoffe

Wie Debye und andere Autoren (1) gezeigt haben, läßt sich der Dipolmechanismus auch auf gewisse feste Stoffe übertragen. Nur ist infolge andersartiger Struktur mit einer Sprungwellenlänge ganz anderer Größenordnung zu rechnen. So wurde z. B. ausgesprochener Dipolcharakter an Hartgummi festgestellt. Das Dispersionsgebiet, das ebenfalls wie bei den Flüssigkeiten von anormaler Absorption begleitet ist, liegt aber hier bei technischen Frequenzen (19). Auch an Gläsern und verschiedenen anderen Isolierstoffen wiesen Strutt (20) und McLeod (21) Dispersion nach. Die Dielektrizitätskonstante und der Verlustwinkel dieser Stoffe nehmen von etwa 50 Hz, von welcher Frequenz man bisher beobachtet hat, mit zunehmender Frequenz bis zu etwa 10^6 Hz stark ab. Zwischen $2{,}5 \cdot 10^4$ und $2{,}8 \cdot 10^6$ Hz hat Hackel (22) die Dielektrizitätskonstante und den Verlustwinkel von Gläsern gemessen und kann ebenso wie früher Schott (23) in diesem Bereich keinen Frequenzgang beider feststellen. Das gleiche Verhalten wurde eben-

1) Vgl. auch die Messungen Abadies (13) an n-Propylalkohol, dessen Dispersion und Absorption dem berechneten Frequenzverlauf nach Hackel (a. a. O.) und Guckenburg (Diss. Jena 1936) entspricht.

falls an Hartgummi und auch an einer Reihe von Isolierstoffen mit relativ kleinen Verlustwinkeln von Rohde und Schlegelmilch (24) zwischen $\lambda = 3000$ bis 6 m gefunden. Lediglich die mehrschichtigen, mit großen Verlusten behafteten Stoffe wie Preßspan und Vulkanfiber weisen einen deutlichen Frequenzgang des Verlustwinkels auf. Im Bereich von $\lambda = 150$ bis 60 cm liegen noch Messungen von Rohde (25)

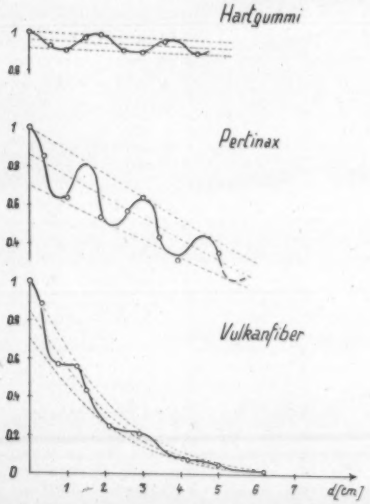


Fig. 9. Die Durchlässigkeit von Isolierstoffen bei $\lambda = 6{,}2$ cm.

vor, die aber wegen der verwendeten Meßmethode als unsicher gehalten werden müssen (vgl. Hackel, a. a. O.). Bei noch kürzeren Wellen hat Rubens (17, 18) nachgewiesen, daß bei $\lambda = 5{,}7$ cm (Funkenwellen) und im Ultrarot bei $\lambda = 300\ \mu$ die Dielektrizitätskonstante von Hartgummi und verschiedenen Gläsern immer noch die gleiche ist wie bei extrem langen Wellen. Absorptionsmessungen fehlen bei den kürzesten elektrischen Wellen vollständig. Nur die im Ultrarot angestellten Durchlässigkeitsmesungen von Rubens und Mitarbeitern (18, 26) lassen vermuten, daß der Verlustwinkel bei kurzen Wellen ansteigen muß. So war es denn von besonderem Interesse, die Dielektrizitätskonstante und den Verlustwinkel einiger gebräuchlicher Isolierstoffe bei Zentimeterwellen zu bestimmen.

Die Messungen wurden an Trolitul, Hartgummi, Porzellan, Quarzgut, Pertinax, Pappe, Preßspan und rotem Vulkanfiber ausgeführt, von denen eine Anzahl großer Platten der verschiedensten Dicken zur Verfügung standen. Es kam dabei die Durchlässigkeitsmeßmethode zur Anwendung. Fig. 10 zeigt die Durchlässigkeit einiger dieser Stoffe bei $\lambda = 6{,}2$ cm. Aus diesen Beispielen erkennt man, daß eine Platte von der Dicke einer Wellenlänge aus Hartgummi noch

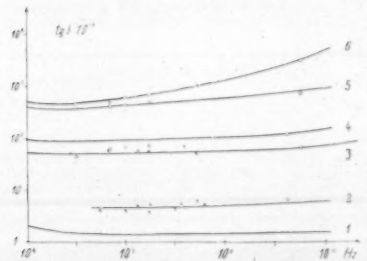


Fig. 10. Der Verlauf des Verlustwinkels im Bereich von 10^8–10^{10} *Hz*. o Verfasser, × Rohde und Schlegelmilch, 1 Quarzgut (Dioxsil), 2 Trolitul, 3 Hartgummi, 4 Porzellan, 5 Pertinax, 6 Vulkanfiber.

95 Proz., aus Pertinax noch über 50 Proz. und aus Vulkanfiber (feucht) nichts mehr von der auffallenden Intensität durchläßt. Die Absorptionskoeffizienten wurden mit Hilfe der Gleichung (4)

Tabelle VI

Der Verlustwinkel bei Zentimeterwellen

Werkstoff	λ cm	$n\varkappa$	R	$\varkappa$	$\operatorname{tg}\delta \cdot 10^{-4}$	ε'
Quarzgut	9,5	(0)	0,11	(0)	< 5	3,9
Trolitul	9,5	0,00045	0,036	0,00035	7	2,2
Hartgummi	6,2	0,006	0,064	0,0035	70	2,8
Hartgummi	0,8	0,0063	0,064	0,0038	75	2,8
Porzellan	9,5	0,015	0,155	0,0065	130	5,4
Pertinax	6,2	0,09	0,17	0,0405	810	5
Pappe	6,2	0,104	0,07	0,06	1200	3
Preßspan	6,2	0,133	0,12	0,065	1300	4,2
Vulkanfiber	6,2	0,20	0,18	0,090	1800	5

berechnet. Das Reflexionsvermögen konnte sowohl aus den Interferenzen als auch aus der durch Extrapolation auf die Schichtdicke Null ermittelten Eintrittsintensität bestimmt werden. Die gemessenen Absorptionskoeffizienten und Brechungsexponenten sind in Tabelle VI zusammengestellt. Die Werte sind mit einem Fehler von 10–15 Proz. behaftet.

Der Verlustwinkel ergibt sich aus den beobachteten Größen mittels der Gleichung (3) zu:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{2\varkappa}{1-\varkappa^2}.$$

Bei kleinen Verlusten, wenn $\varkappa^2$ gegen 1 zu vernachlässigen ist, was bei allen technisch brauchbaren Isolierstoffen der Fall ist, vereinfacht sich Gleichung (3) zu:

$$\operatorname{tg}\delta = 2\varkappa. \qquad (11)$$

Aus dieser Gleichung wurde der Verlustwinkel berechnet.

Da die untersuchten Stoffe oft in ihrer Zusammensetzung verschieden sind, wurden Vergleichsmessungen bei langen Wellen durchgeführt. Außer der Bestimmung der Dielektrizitätskonstante wurden Verlustwinkelmessungen im Bereich von $\lambda = 100$ bis 3000 m nach der Substitutionsmethode und bei 800 Hz in der Brücke vorgenommen. Hierzu wurden von den Isolierplatten kleine Stücke mit direkt aufgespritzten Elektroden verwendet. Kontrollmessungen an Geräteglas zeigen eine gute Übereinstimmung mit Werten von Rohde und Schlegelmilch (24) und Hackel (22). Die Langwellenmeßergebnisse sind in Tabelle 7 wiedergegeben.

Tabelle VII
Der Verlustwinkel ($\operatorname{tg}\delta \cdot 10^{-4}$) bei langen Wellen

Werkstoff	$\lambda = 100$ m	300 m	625 m	3000 m	800 Hz	ε'(300 m)
Quarzgut	< 2	< 2	< 2	< 2	35	3.9
Hartgummi	75	72	67	45	40	3
Geräteglas	65	70	70	90	210	6
Pappe	385	300	280	275	130	3.5
Preßspan	468	395	334	256	320	4.5
Pertinax	500	450	425	390	600	5.4
Vulkanfiber	700	635	480	435	> 700	6

Die in Tabelle VI und VII enthaltenen Meßergebnisse sind in Fig. 10 noch einmal zusammengestellt, um den Frequenzgang des Verlustwinkels deutlich hervortreten zu lassen. Es sind hierzu auch die Ergebnisse von Rohde und Schlegelmilch (24) herangezogen worden. Die untersuchten Isolierstoffe zeigen also gleiches Verhalten im elektrischen Spektrum; bei Zentimeterwellen sind die Verluste höher als bei längeren Wellen. Aber während bei Stoffen mit kleinen Verlusten die Dielektrizitätskonstante noch die gleiche ist wie bei langen Wellen und der Verlustwinkel eine geringe Zunahme erfährt, ist bei den geschichteten Stoffen ein sehr ausgeprägter Gang desselben festzustellen. Bei den Preßstoffen fällt außerdem die Dielektrizitätskonstante mit der Frequenz etwas ab. Die Messung des Verlustwinkels bei 800 Hz weist auf die Dispersionsstellen bei technischen Frequenzen hin, die aber im Rahmen dieser Arbeit nicht näher untersucht werden konnten. Danach nimmt der Verlustwinkel fast sämtlicher Stoffe von etwa 50 Hz bis 10^4 Hz ab. Von da bleibt der Verlustwinkel erst ziemlich konstant und steigt dann wieder an, wie dies Rohde und Schlegelmilch an Porzellan schon beobachteten. Eine weitere Zunahme erfährt der Verlustwinkel im Zentimeterwellengebiet, ohne daß dort ausgesprochene Dispersion vorhanden ist. Die Erklärung dieses Anstieges im Zentimeterwellengebiet bedarf jedoch noch weiterer Untersuchungen. Möglicherweise rührt dieser bereits von den Ausläufern ultraroter Absorptionsgebiete her, wie die Messungen von Rubens und Hollnagel (18) vermuten lassen.

VI. Zusammenfassung

1. Mit optischen Meßmethoden wird die Änderung des Brechungsexponenten und des Absorptionskoeffizienten von Wasser, Methyl- und Äthylalkohol in ihren Dispersionsgebieten bei Zentimeterwellen gemessen. Der gefundene Dispersionsverlauf schließt sich den Messungen von v. Ardenne, Groos und Otterbein an und ist in guter Übereinstimmung mit den Berechnungen aus Leitfähigkeitsmessungen bei langen Wellen.
2. Mit den gleichen Meßmethoden wird die Dielektrizitätskonstante und der Verlustwinkel an einigen festen technischen Isolierstoffen bei Zentimeterwellen bestimmt. Zusammen mit weiteren Dielektrizitätskonstanten- und Verlustwinkelmessungen bei langen Wellen konnte der Verlauf beider im gesamten elektrischen Spektrum nachgeprüft werden. Während die Dielektrizitätskonstanten bei Zenti-

meterwellen noch die gleichen wie bei langen Wellen sind, nimmt der Verlustwinkel mit der Frequenz zu. Eine Dispersion fester Stoffe ist bei Zentimeterwellen nicht vorhanden.

Die vorliegende Arbeit wurde in den Jahren 1936/37 im Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt. Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Staatsrat Prof. Dr. Esau, danke ich auch an dieser Stelle herzlich für sein stetig förderndes Interesse an diesen Untersuchungen. Ebenso danke ich den Firmen Rheinisch-Westfälische Sprengstoff A.G., Troisdorf; Hescho, Hermsdorf; Otto Schott und Gen. in Jena für die Beschaffung und Bereitstellung der Isoliermaterialien.

Literaturverzeichnis

1) Debye, Polare Molekeln.
2) Romanoff, Handb. d. Phys. **15**, 510ff., 1927.
3) Eckert, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **15**, 307, 1913.
4) Möbius, Ann. d. Phys. **62**, 293, 1920.
5) Tear, Phys. Rev. **21**, 611, 1923.
6) Czerny, Zeitschr. f. Phys. **65**, 36, 1930.
7) v. Bayer, Ann. d. Phys. **17**, 31, 1905.
8) Mizushima, Sci. Papers Tokyo **9**, 209, 1929.
9) Seeberger, Ann. d. Phys. **16**, 77, 1933.
10) Malsch, Ann. d. Phys. **19**, 807 und **20**, 33, 1934.
11) Heim, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **30**, 176, 1927.
12) v. Ardenne, Groos und Otterbein, Physik. Zeitschr. **37**, 533, 1936.
13) Abadie, L'onde el. **16**, 89 und 247, 1937.
14) M. Wien, Physik. Zeitschr. **37**, 155, 1936.
15) Schmelzer, Ann. d. Phys. **28**, 35, 1937.
16) Hackel, Physik. Zeitschr. **38**, 195, 1937.
17) Rubens, Sitzungsber. d. kgl. Preuß. Akad. d. Wiss. **38**, 555, 1917.
18) Rubens und Hollnagel, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges., **12**, 95, 1910.
19) F. H. Müller, Kolloidzeitschr. **77**, 260, 1936.
20) Strutt, Arch. f. Elektrotechn. **25**, 715, 1931.
21) MacLeod, Phys. Rev. **21**, 53, 1923.
22) W. Hackel, Ann. d. Phys. **29**, 63, 1937.
23) E. Schott, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **18**, 82, 1921.
24) Rohde und Schlegelmilch, ETZ. **34**, 580, 1933.
25) Rohde, Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 637, 1935.
26) Rubens und v. Bayer, Sitzungsber., S. 341, 1911.
27) Rubens, Verh. Dtsch. Phys. Ges. **17**, 315, 1915.

Berlin-Lichterfelde, im Februar 1939

(Eingegangen 18. März 1939)

Elektroneninterferenzen an leichten Molekülen nach dem Sektorverfahren

Von P. P. Debye

Mit Tafel VIII und IX

In einer vorläufigen Mitteilung[1]) wurde gezeigt, daß sich auch bei Molekülaufnahmen mit Hilfe von Elektroneninterferenzen durch einen im Hochvakuum vor der photographischen Platte rotierenden Sektor wahre Interferenzmaxima und -minima erhalten lassen. Es ist nun gelungen, das Sektorverfahren wesentlich zu verbessern, so daß die damals gestellte Aufgabe des Nachweises von Interferenzen an H-Atomen wohl als gelöst betrachtet werden kann.

1933 hat F. Trendelenburg[2]) bereits einen Sektor beim Kopieren von Elektronenaufnahmen benutzt. Hierbei handelte es sich jedoch um Kristallinterferenzen, die auch ohne Sektor als Maxima erscheinen. Außerdem ist es in unserem Falle für den Erfolg wesentlich, daß der Sektor im Vakuum vor der Originalplatte rotiert und somit auf die Elektronen selbst und nicht erst beim Kopieren der Aufnahme auf das durchgehende Licht einwirkt. F. Trendelenburg erwähnt kurz, daß die Anordnung des Sektors vor der ersten Platte Vorteile haben könnte, hat aber keine Versuche darüber ausgeführt.

Im engeren Zusammenhang mit meinen Versuchen steht eine Veröffentlichung von Chr. Finbak[3]), auf die ich nachträglich durch eine Besprechung im Chemischen Zentralblatt[4]) aufmerksam wurde. Hier wird die Theorie meiner Versuchsanordnung richtig entwickelt.

Es bedeute ψ den Atomformfaktor für Kathodenstrahlen und es sei $s = 2 \sin \vartheta/2$, wobei ϑ der Winkel zwischen Primär- und Sekundärstrahl ist. Einer der ersten Sektoren wurde nun mit Hilfe einer Interpolationsformel, die mir mein Vater für das ψ aller in Frage kommenden Atome angab, so gebaut, daß seine Öffnung umgekehrt proportional mit $\frac{\Sigma \psi^2}{s^4}$ zunahm. Die Summation bezieht sich auf alle im Molekül vorkommenden Atome. Es ist hervorzuheben, daß zur Bildung dieser Summe nur die Bruttoformel und nicht die Strukturformel des Moleküls bekannt zu sein braucht. Die Werte für ψ wurden

1) Physik. Zeitschr. **40**, 66, 1939.
2) Naturwiss. **8**, 173, 1933; Wissensch. Veröff. aus dem Siemenskonzern **13** (H. 1), 1934.
3) Avh. norsk. Vidensk. Akad. Oslo I, Math.-nat. Kl. 1937, Nr. 13.
4) Chem. Zentralbl. **1**, 3002, 1938.

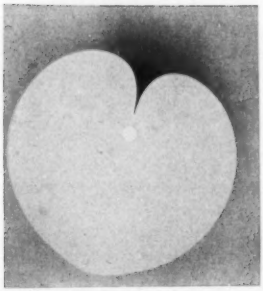


Fig. 1. Aufnahme an CCl_4 bei stehendem Sektor.

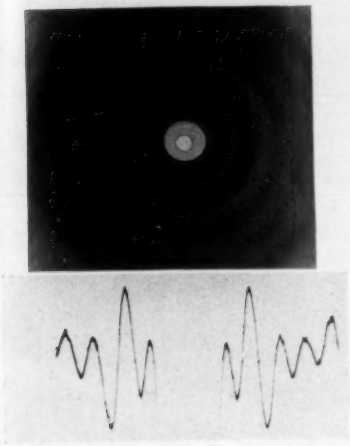


Fig. 2. CCl_4, 25 KV

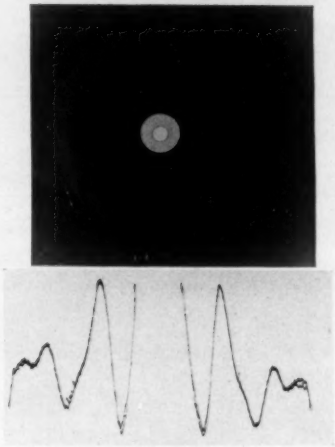


Fig. 3. CS_2, 25 KV

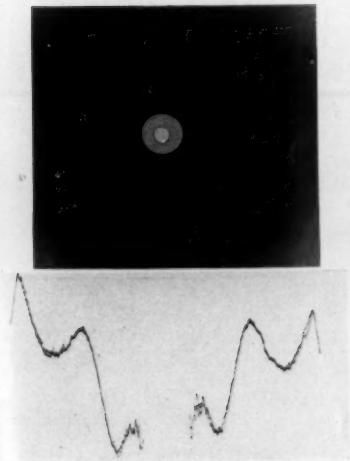


Fig. 4. C_2H_2, 25 KV

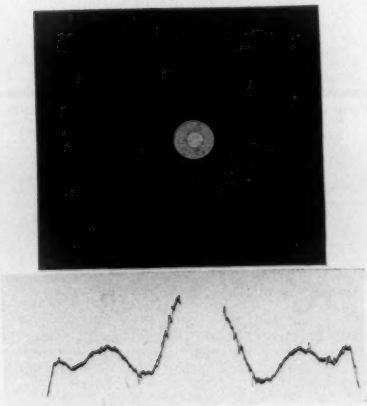


Fig. 5. NH_3, 25 KV

der erwähnten Interpolationsformel entnommen, die durch Kombination der theoretischen Überlegungen von Fermi und der numerischen Rechnungen von Hartree gewonnen war. Die Abweichungen dieser Interpolation von der individuellen Hartree-Kurve betragen stellenweise etwa 5 Proz. Diese Ungenauigkeit der Anpassung genügt bereits vollkommen, um experimentell die mittlere Intensität im Photometerdiagramm gut wahrnehmbar zu beeinflussen. Die Interferenzen sind jedoch auch bei dieser noch unvollkommenen Kompensation bereits als reelle Maxima vorhanden. Um den allgemeinen Intensitätsabfall noch besser auszugleichen, erwies es sich als notwendig, der Berechnung des Sektors die genaue Hartree-Verteilung für jedes einzelne Atom zugrunde zu legen. Hierdurch wird andererseits die Verwendung ein und desselben Sektors für verschiedene Substanzen ausgeschlossen; auch durch Wahl einer anderen Spannung erreicht man keinen vollkommenen Ausgleich. Fig. 1 (Tafel VIII) zeigt die Form des für Tetrachlorkohlenstoff verwendeten Sektors. Die Aufnahme wurde bei ruhendem Sektor mit an CCl_4-Dampf gestreuten Elektronen gemacht.

Die gezeigten Aufnahmen wurden alle bei einer Spannung von etwa 25 kV gemacht, was einer Wellenlänge von $\lambda = 0{,}0765$ Å entspricht. Die relativ langen Belichtungszeiten von 20 bis 200 sec erklären sich aus der Notwendigkeit, nach der Intensität des durch das Filmformat begrenzten äußersten Maximums zu belichten; außerdem wurde, um Mehrfachstreuung der Elektronen möglichst zu vermeiden, ein sehr geringer Druck des Gasstrahls gewählt. Es kommt noch hinzu, daß die Empfindlichkeit der verwendeten kontrastreichen photographischen Emulsionen für Elektronen verhältnismäßig gering war. Alle Aufnahmen weisen bei dem Durchmesser von etwa 56 mm ein scheinbares Maximum auf, welches durch den Knick in der Intensitätskurve, hervorgerufen durch die äußere Begrenzung des rotierenden Sektors, vorgetäuscht wird.

Auf Tafel IX sind die Interferenzaufnahmen mit ihren jeweils zugehörigen Photometerkurven im Maßstab 1 : 1 dargestellt. Um eventuelle Kornschwankungen oder sonstige kleine Fehler der Emulsion auszugleichen, wurden zwei Intensitätskurven übereinander registriert. Nicht miteinander vergleichbar sind die Intensitätsdifferenzen von Maximum zu Minimum der einzelnen Kurven.

Fig. 2 zeigt unter den geschilderten Bedingungen eine Aufnahme an CCl_4. Die hier für die auftretenden Interferenzen in der Hauptsache maßgeblichen Atomabstände sind die von Cl zu Cl. Bei Aufnahmen mit höherer Elektronengeschwindigkeit läßt sich auch sehr hübsch die Wechselwirkung des C–Cl- zum Cl–Cl-Abstand beobachten, die ein periodisches Anschwellen und Abklingen der Maxima hervorruft, wovon auf der Photometerkurve gerade die ersten Anzeichen zu bemerken sind. Außerdem ersieht man aus der Kurve, daß die mittlere Intensität nur noch kaum merklichen Schwankungen unterworfen ist. Im ganzen entspricht das Bild vollkommen der theoretischen Erwartung über Verlauf und Intensitätsverhältnisse.

In Fig. 3 des CS_2 stammen die Interferenzen sowohl von den Abständen C–S wie S–S, wobei die Wirkung des erstgenannten überwiegt. Die hier vorhandenen kleineren Atomabstände – im Gegensatz zu CCl_4 – bedingen eine wesentliche Aufweitung der Ringe.

Als Übergang von den relativ schweren Atomen des Cl und S zum leichtesten des Wasserstoffes ist Fig. 4 gedacht. Diese Aufnahme an C_2H_2 wurde mit einem Sektor gemacht, welcher allein für C nach einer Interpolationsformel berechnet war, wobei angenommen wurde, daß die beiden H-Atome nur geringe Änderungen der Intensität hervorrufen werden. Die Kurve zeigt, daß diese Anpassung relativ ungenau ist, was einen Anstieg der mittleren Intensität mit zunehmendem Durchmesser zur Folge hat. Das Azetylen verhält sich für die Interferenzaufnahme im wesentlichen wie ein zweiatomiges Molekül; die Figur belegt somit, daß es auf diesem Wege möglich ist, Atomabstände in leichten Molekülen wie N_2 oder O_2 zu messen.

Die dem Sektorverfahren ursprünglich unter anderem gestellte Aufgabe lautete, Interferenzen an H-Atomen sichtbar zu machen. Eines der hierfür geeignetsten Gase ist das Methan (CH_4). Es wurde aber, da die dazu notwendigen Kondensationstemperaturen wesentlich unter denen des an und für sich ungünstigeren NH_3 liegen, vorläufig dieses letztere zu weiteren Versuchen gewählt. Fig. 5 zeigt nun eine Aufnahme an NH_3. Hier ist wegen des geringen Abstandes N–H nur noch der erste Ring auf dem Film vorhanden. Die Registrierung wurde von einer anderen speziell für das Photometer günstigen Aufnahme erhalten und weist deutlich das erste Maximum auf. Wie aus der Arbeit von Thomer[1]) hervorgeht, ist es mit Hilfe von Röntgenstrahlen unmöglich, die entsprechenden Interferenzen sichtbar zu machen. Der Grund ist darin zu suchen, daß die Röntgenstrahlen nur an den

1) G. Thomer, Physik. Zeitschr. **37**, 145, 1936. Nach neueren Versuchen von R. Brill, H. G. Grimm, C. Hermann und Cl. Peters (Ann. d. Phys. **34**, 393, 1939) liefert die Fourieranalyse der Kristallreflexionen von Urotropin eine Andeutung von der Lage der H-Atome.

Elektronen gestreut werden und die Elektronendichte in Nähe der H-Kerne zu wenig konzentriert ist. Kathodenstrahlen dagegen werden sowohl an den Kernen wie an den Elektronen gestreut. Für Ablenkungswinkel, die dem ersten gezeigten Ring entsprechen, findet die Streuung schon in der Hauptsache an den Kernen statt. Die Versuche von Thomer mit Röntgenstrahlen an der Reihe Ne, H_2O, NH_3, CH_4 (Moleküle gleicher Gesamtkernladungszahl) zeigen nur eine allmähliche Aufweitung der Elektronenwolke mit zunehmender Atomzahl, d. h. zunehmender Unterteilung der Kernladung.

Die Frage der Messung von Atomabständen auf Grund dieser Versuche wird vorläufig noch nicht behandelt. In allererster Näherung jedoch sind die Atomabstände Cl–Cl, C–S, C–C, N–H umgekehrt proportional dem Durchmesser des ersten Ringes, wobei der Abstand Cl–Cl nach Messungen verschiedener Autoren mit 2,86 Å angenommen werden kann.

Die Zahl der photographierten Maxima ist in der bisherigen Versuchsanordnung nur durch das Filmformat begrenzt. Es ist eine Apparatur in Bau, die es gestatten wird, unter wesentlich größerem Ablenkungswinkel zu beobachten und unter Verwendung von Maxima höherer Ordnung Atomabstände genauer zu bestimmen.

Berlin-Dahlem, Max Planck-Institut, 13. Mai 1939.

(Eingegangen 13. Mai 1939)

Über eine physikalische Theorie der Selbstreproduktion der Viren

Von Th. Neugebauer

Eine Theorie der Selbstreproduktion der Gene und demzufolge auch von ganzen Chromosomen hat Dehlinger[1]) gegeben, indem er annahm, daß die Chromosomen eine kristallgitterähnliche Struktur besitzen und daher bei der Anlagerung von neuer Materie die erwähnte Struktur ganz analog wie beim Kristallwachstum derselben aufgezwungen wird. Mit Hilfe dieser Theorie kann die Selbstreproduktion der Chromosomen und das Auftreten von Mutationen infolge äußerer Einflüsse physikalisch sehr befriedigend erklärt werden.

Die spezifische Anziehung zwischen zwei Genmolekülen hat Jordan[1]) als Resonanzeffekt zwischen zwei unharmonischen Oszillatoren gedeutet. Als Oszillatoren kommen aber nach seiner Theorie nicht die Wärmeschwingungen ausführenden Atome in Betracht, sondern wahrscheinlich ein häufiger Platzwechsel einzelner Atome oder Atomgruppen eines großen Genmoleküls. Die van der Waalsschen Kräfte sind nach ihm zur Erklärung der Anziehung nicht ausreichend. Diese physikalischen Deutungen können nach den erwähnten Autoren auch auf die filtrierbaren Viren angewandt werden.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist, eine etwas andere Erklärung der Vermehrung der Virusmoleküle zu besprechen[2]). Bekanntermaßen sind nach der heutigen Kenntnis die Viren Proteinmoleküle, die in chemischer Hinsicht von anderen Proteinmolekülen gar nicht verschieden sind. Die größeren Virusarten sind kugelförmig, wie z. B. die der Vakzine, der Geflügelpocken, der Kikuthsche Kanarienvirus, die Bakteriophagen usw. Die kleineren sind eher länglich bis stäbchenförmig, wie der Tabakmosaikvirus, der Virus der Maul- und Klauenseuche usw.[3]).

Eine sehr elegante Erklärung der Struktur der Proteinmoleküle ist neuerdings von D. Wrinch[4]) gegeben worden, nach der statt der bekannten Peptidbindung die sog. „Cyclolbindung" eingeführt wird, die von der vorigen eigentlich nur in der Lage eines Protons verschieden ist. Doch besitzt demzufolge so ein Glied einer Polypeptidkette an seinen Enden nicht zwei, sondern vier freie Valenzen, die miteinander Winkel von 109° bilden. Dadurch entstehen aus geschlossenen Sechsecken aufgebaute Netze. Weiterhin können diese Netze auch auf den Flächen von abgestumpften Tetraedern, von Oktaedern und abgestumpften Oktaedern aufgebaut werden, und das gibt eine einfache Erklärung der kugelförmigen Proteinmoleküle, die nach diesem Gedankengange einfach aus solchen Gittern aufgebaut sind. Gegen diese Theorie

1) U. Dehlinger, Naturwiss. **23**, 558, 1935 und **25**, 138, 1937; K. Sommermeyer und U. Dehlinger, Physik. Zeitschr. **40**, 67, 1939.

1) P. Jordan, Naturwiss. **26**, 693, 1938; Physik. Zeitschr. **39**, 711, 1938. Vgl. auch F. Möglich und M. Schön, Naturwiss. **26**, 199, 1938.

2) Da die Viren sich nur in lebenden Zellen fortpflanzen können, so ist es sehr fraglich, ob sie als Ausgangspunkt der Entwicklung des Lebens betrachtet werden können. Ihre Vermehrung kann darum auch auf einem anderen Prinzip beruhen, wie die der Chromosomen.

3) Vgl. bezüglich einer zusammenfassenden Darstellung der Virusfrage R. Doerr und C. Hallauer, Handbuch der Virusforschung, Bd. I. J. Springer, Wien 1939.

4) D. Wrinch, Nature **137**, 411, 1936; 138, 241, 1936; **139**, 972, 1937; Proc. Roy. Soc. London (A) **160**, 59, 1937 und **161**, 505, 1937; I. Langmuir und D. Wrinch, Nature **143**, 49, 1939.

sind auch einige Einwände erhoben worden[1]); was jedoch für unseren weiteren Gedankengang wichtig sein wird, ist nur das, daß sich diese kugelförmigen Proteinmoleküle sehr leicht in flächenartig ausgebreitete Moleküle umwandeln, wobei nach der Theorie von Wrinch einige oder alle der schwachen „Cyclolbindungen" geöffnet werden, dagegen sehr wenige oder gar keine der Peptidbindungen, so daß die Moleküle in diesem Zustande einfach aus Polypeptidketten bestehen. Ebenso leicht können diese flächenartig ausgebreiteten Moleküle wieder in die gitterartigen übergeführt werden, wozu wieder nur sehr kleine Energien nötig sind. In Zusammenhang mit dieser Frage sei darauf hingewiesen, daß es in neuerer Zeit in mehreren Fällen gelungen ist, die Denaturierung der Proteine rückgängig zu machen.

Wir wollen nun annehmen, daß die Moleküle des Virusproteins bei der Vermehrung in so einem flächenartig ausgebreiteten Zustande vorhanden sein sollen. Andererseits ist es bekannt, daß das spezifische Protein des Wirtsorganismus mit dem Virusprotein immer nahe verwandt ist. Wenn also ein Proteinmolekül des Wirtsorganismus ebenfalls in diesem ausgebreiteten Zustande dem Virusmolekül zufällig nahe kommt, kann zwischen beiden eine sehr starke van der Waalssche Anziehung auftreten[2]), weil die Konfigurationen der Polypeptidketten der zwei verwandten Proteinmoleküle sehr ähnlich sein werden. Weiterhin wird es sehr leicht möglich sein, daß in den Teilen der zwei Moleküle, die miteinander nicht übereinstimmen, die infolge der van der Waalsschen Anziehung von vielen Atompaaren freiwerdende Energie dazu ausreichen wird, einige chemische Bindungen zu öffnen und in andere, in unserem Falle die in dem Molekül des Wirtsorganismus in die des Virusproteins, zu überführen. Um zu zeigen, daß diese Umwandlungen energetisch möglich sind, müssen wir die Größenordnungen der dabei auftretenden Energien abschätzen.

Die van der Waalssche Wechselwirkung von zwei Atomen ist bekanntermeise

$$E_w = -\frac{6}{R^6}\sum_{m\,n}\nu\,\frac{|z_1(0m)|^2\cdot|z_2(0n)|^2}{h\{\nu_1(m0)+\nu_2(n0)\}} = -\frac{C}{R^6}. \quad (1)$$

wo die Indizes 1 und 2 sich auf die zwei Atome beziehen und R deren Entfernung bedeutet. Sind die Polarisierbarkeiten und die diamagnetischen Suszeptibilitäten empirisch bekannt, so kann man aus ihnen mit Hilfe eines vom Verfasser angegebenen Verfahrens[1]) (1) angenähert berechnen. Dazu führen wir zuerst im Nenner Mittelwerte der Frequenzen $\bar{\nu}_1$ und $\bar{\nu}_2$ ein, dann folgt mit Hilfe eines matrizentheoretischen Satzes

$$E_w = -\frac{6}{R^6}\,\frac{z_1^2(00)\,z_2^2(00)}{h\{\bar{\nu}_1+\bar{\nu}_2\}}. \quad (2)$$

Die Polarisierbarkeiten formen wir ebenso um:

$$\alpha = 2\sum_n \nu\,\frac{|z(0n)|^2}{h\nu(n0)} = 2\,\frac{z^2(00)}{h\bar{\nu}}. \quad (3)$$

Aus der diamagnetischen Suszeptibilität

$$\chi = -\frac{e^2L}{6mc^2}\sum_i \overline{r_i^2} = -2{,}83\cdot10^{10}\sum_i \overline{r_i^2} \quad (4)$$

erhalten wir $e^2\sum\overline{r^2}$, das, wenn wir das Pauliprinzip vernachlässigen würden, einfach gleich $3\,z^2(00)$ wäre. Im entgegengesetzten Fall müssen wir $e^2\sum\overline{r^2}$ noch mit einem Faktor multiplizieren, für den wir für das Cl^--Ion, bei dem aus den Hartreeschen Tabellen beide Größen berechenbar sind, 0,667 erhalten. Diesen Faktor, der sich von einem Atom zum anderen nur wenig ändern wird, wollen wir im folgenden bei unseren Rechnungen benutzen.

Aus Gleichung (3) und (4) können wir also mit Hilfe des erwähnten Faktors $z^2(00)$ und $h\bar{\nu}$ für alle Atome berechnen, die wir in Gleichung (2) einsetzen, um die van der Waalssche Energie berechnen zu können. Die numerischen Ergebnisse sind in unserer ersten Tabelle zusammengestellt für *H*-, *C*-, *N*- und *O*-Atome. (Virusmoleküle scheinen *P*- und *S*-frei zu sein.) In der zweiten Spalte stehen die aus den sich auf Gasmoleküle beziehenden Messungen von Gans[2]) berechneten Polarisierbarkeiten der Atome, in der dritten die Suszeptibilitäten, die den Arbeiten von Pascal[3]) entnommen sind, in der vierten die in Gleichung (1) stehende Konstante, und in der fünften die van der Waalssche Energie von gleichen Atompaaren, berechnet unter der Annahme, daß für die gegenseitige Entfernung R die von einer *C*—*C*-Einfachbindung in einem Molekül, also $1{,}54\cdot10^{-8}$ cm, einzusetzen ist. Selbstverständlich haben nur die Größenordnungen der hier angegebenen Energien eine Bedeutung, weil ja

[1]) W. L. Bragg, Nature **143**, 73, 1939; J. D. Bernal, Nature **143**, 74, 1939; A. Neuberger, Nature **143**, 473, 1939 und D. R. Riley und I. Fankuchen, Nature **143**, 648, 1939. Vgl. auch W. T. Astbury, F. O. Bell und I. Langmuir, Nature 143, 280, 1939, und D. Wrinch, Nature **143**, 482 und 763, 1939.

[2]) Außerdem könnten auch infolge der sogenannten Hydroxilbindung (vgl. J. D. Bernal und H. D. Megaw, Proc. Roy. Soc. London (A) **151**, 384, 1935) starke Anziehungskräfte zwischen zwei solchen Molekülen auftreten.

[1]) Th. Neugebauer, Zeitschr. f. Phys. **107**, 785, 1937.

[2]) R. Gans, Ann. d. Phys. **65**, 97, 1921.

[3]) P. Pascal, Ann. de chem. et de phys. (8) **16**, 520, 1908; **19**, 1, 1910; **25**, 289, 1912; **29**, 218, 1913.

Tabelle I

	$\alpha \cdot 10^{25}$	$-\chi \cdot 10^{6}$	$\varepsilon \cdot 10^{60}$	$-E_w \cdot 10^{12}$ erg
H	3,95	2,95	3,16	0,237
C	11,—	6,—	17,92	1,343
N	8,8	5,6	13,38	1,003
O	8,0	4,6	9,99	0,749

die Atome chemisch gebunden sind. Die van der Waalsschen Energien wollen wir nun mit den in der zweiten Tabelle angegebenen Energien der chemischen Bindungen[1]) vergleichen. Daraus können wir feststellen, daß die bei der Anziehung

Tabelle II

	C—O	C=O	C—N	C=N	O—H	N—H
$E \cdot 10^{12}$ erg	5,720	12,28	6,73	8,26	7,56	5,75

von mehreren Atompaaren frei werdende Energie tatsächlich einige chemische Bindungen zerreißen und in andere überführen kann.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß unsere Theorie außer der Vermehrung der Viren ganz ungezwungen erstens die Erfahrung erklärt, daß besonders die in lebhafter Teilung und im Wachsen begriffenen Zellkulturen zur Züchtung von Viren besonders geeignet sind, wozu die Chorio-Allantois-Membran des bebrüteten Hühnereies das bekannteste Beispiel ist, weil eben in diesem Fall die Proteinmoleküle wahrscheinlich ihre Struktur oft ändern werden. Dagegen ist die Kultur der Viren in abgetöteten Zellen unmöglich. Die flächenartig ausgebreiteten Proteinmoleküle spielen außerdem auch noch in der Architektur der lebenden Organismen eine wichtige Rolle. Zweitens kann das spontane Auftreten von Viruskrankheiten (ohne Infektion), was nach den neueren Untersuchungen besonders beim Herpes febrilis und einigen Bakteriophagenarten sehr wahrscheinlich ist, sehr einfach erklärt werden, weil ja dazu nur notwendig ist, daß einige Proteinmoleküle des Wirtsorganismus infolge einer an und für sich unbedeutenden Ursache so eine kleine Veränderung erfahren, die sie dann nach dem besprochenen Prozeß den anderen aufzwingen können.

Im zusammengerollten Zustande sind die van der Waalsschen Anziehungen dazu nicht mehr stark genug, um Änderungen in anderen Proteinmolekülen zu verursachen, bewirken aber doch noch, daß Virusmoleküle außerhalb des Wirtsorganismus auskristallisieren, wie das zuerst von Stanley[2]) gezeigt wurde.

1) L. Pauling und S. Sherman, Journ. Chem. Phys. **1**, 606, 1933.

2) W. M. Stanley, Science **81**, 644, 1935; Journ. Bacter. **31**, 52, 1936; Ergebn. d. Physiol. biol. Chem. u. exper. Pharm. **39**, 294, 1937.

Der Verfasser dankt dem Ungarischen Kultusministerium für die Unterstützung seiner Arbeit.

Budapest, Institut für theoretische Physik der Universität, März 1939.

(Eingegangen 22. März 1939)

Eine einfache Methode der Kapazitätsmessung und ihre Anwendung zur Bestimmung der Kapazitätsänderung mit dem Fadenausschlag bei Fadenelektrometern

Von Josef Tagger

Werden zwei Kondensatoren C_1 und C_2 hintereinander geschaltet und dann die beiden Außenbelegungen auf das Potential V geladen bzw. an Erde gelegt, so tritt durch Influenzwirkung auf den beiden Innenbelegungen eine Ladungstrennung ein, und das Potential dieser Innenbelegungen nimmt den Wert v an. Da die durch Influenz getrennten Ladungen gleich groß sind, besteht die Beziehung:

$$(V-v)C_1 = vC_2 \quad \text{oder} \quad VC_1 = v(C_1+C_2).$$

Werden V und v gemessen und ist eine der beiden Teilkapazitäten oder deren Summe bekannt, so kann nach diesen Formeln die zweite Teilkapazität berechnet werden.

Die Anwendbarkeit dieser Methode ist dadurch beschränkt, daß es nicht möglich ist, die beiden Systeme zu trennen. In jenen Fällen aber, in denen eine Trennung der Kondensatoren C_1 und C_2 nach der Messung nicht in Betracht kommt, kann die Methode infolge ihrer Einfachheit wertvolle Dienste leisten.

Die Bestimmung der Kapazität von Fadenelektrometern ist heute trotz ihrer Kleinheit kein Problem mehr, wohl aber ist es auch heute noch schwierig, die Abhängigkeit dieser Kapazität vom Fadenausschlag zu ermitteln, wenn hierfür nicht besondere Hilfsmittel zur Verfügung stehen. Ich habe diese Abhängigkeit für ein Wulfsches Zweifadenelektrometer mit der neuen Methode bestimmt.

Bei Verwendung des Hilfskonduktors bildet das Elektrometer ein System in unserem Sinne: Der Hilfskonduktor als Außenbelegung und das Fadensystem bilden den ersten Kondensator mit der Kapazität C_1, der Zuführungsstift mit einem eventuell aufgesetzten Tischchen oder Stab als Innenbelegung und das Schutzgehäuse als Außenbelegung bilden den zweiten Kondensator mit der Kapazität C_2. Ich habe das Instrument ohne jeglichen Aufsatz bei ganz geschlossenem Gehäuse verwendet. Zuerst wurden Hilfskonduktor und Fadensystem bei dauernd geerdetem Gehäuse an Erde gelegt und einer der Fäden auf

den Nullpunkt eingestellt. Wird dann das Fadensystem isoliert und der Hilfskonduktor an ein hohes Potential V gelegt, so zeigt der Faden einen Ausschlag, dem auf der Eichkurve des Instrumentes ein gewisser Spannungswert entspricht. Dieser auf der Eichkurve abgelesene Wert bedeutet aber nicht das Fadenpotential v, sondern die Potentialdifferenz $V - v$, da der Hilfskonduktor nicht das Erdpotential, sondern das Potential V besitzt. Das Fadenpotential erhält man als Differenz $V - (V - v) = v$.

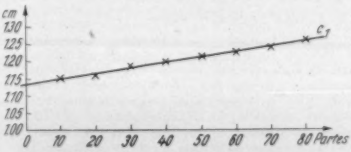
Unter der Annahme, daß die von der Erzeugerfirma angegebene Gesamtkapazität von 2,49 cm für den maximalen Ausschlag des Elektrometers gilt, erhält man dann die Beziehung:

$$C_1 = (C_1 + C_2)\frac{v}{V} = 2{,}49\,\frac{v}{V}\ \text{cm}$$

für den maximalen Ausschlag, und für den konstanten Kapazitätsanteil C_2, der durch den Zuführungsstift und das Schutzgehäuse gebildet wird, gilt $C_2 = 2{,}49 - C_1$ cm. Wählt man nun V sukzessive immer kleiner, so erhält man absteigende Fadenausschläge, und die zugehörigen Kapazitätswerte ergibt die Gleichung:

$$C_1 = C_2\,\frac{v}{V - v}\ \text{cm}.$$

Ich habe die Messungsergebnisse in einer Kurve dargestellt. Aus derselben kann man ablesen, daß die Kapazität des Fadensystems beim



maximalen Ausschlag den Wert 1,26 cm hat, daß also der konstante Anteil der Elektrometerkapazität den Wert 1,23 cm besitzt. Beide Anteile werden gleich groß bei einem Ausschlag von 72 Skalenteilen. Weil für alle Ausschläge angenähert $C_1 = C_2$ ist, wird immer ungefähr $V = 2v$. Da ein Ausschlag von 80 Skalenteilen einer Spannung von 300 Volt entspricht, erfordert die Messung eine Höchstspannung von 600 Volt. Diese hohe erforderliche Spannung ist ein Nachteil der Methode. Einen Vorteil wiederum bedeutet es, daß nicht absolute Spannungswerte erforderlich sind, sondern nur ihr Verhältnis gegeben sein muß, so daß beim Vorhandensein einer genügend hochohmigen Potentiometeranordnung Spannungsmesser entbehrlich sind. Meine Hilfsmittel waren recht bescheiden. Zur Spannungsmessung stand nur ein Mavometer zur Verfügung, die Spannung konnte nur stufenweise bestimmt werden, und die Potentiometerschaltung war wegen zu geringen Widerstandes nur für eine Teilspannung verwendbar. Die Kurve ist offenbar sehr angenähert eine Gerade. Die von Wulf[1]) als Näherungswerte angegebenen Zahlen stimmen mit meinen genauen Werten recht gut überein.

Da die erforderliche hohe konstante Spannung nicht immer zur Verfügung stehen wird, wäre es vorteilhaft, wenn die Erzeugerfirma dem Instrument eine bezügliche Kapazitätskurve beigeben würde. Jedenfalls aber wird es notwendig sein, die Kapazitätsangaben für das Instrument auf einen bestimmten Ausschlag zu beziehen. Nicht erforderlich sind aber die Kapazitätsangaben für verschiedene Zusätze, denn die Kapazität dieser Zusätze kann nach der neuen Methode leicht und genau, ohne daß besondere Hilfsmittel notwendig wären, gemessen werden, und darin liegt wohl der praktische Wert der Methode. Die Kapazität C_1 des Fadensystems ist für jeden Ausschlag aus der Eichkurve der Firma bekannt. Die Messung von C_2, der Kapazität des Zuführungsstiftes + Kapazität beispielsweise eines aufgesetzten Tischchens, ist nach den vorhergehenden Ausführungen ohne weiteres möglich. Diese Messung erfordert auch nicht eine abnorm hohe Spannung, denn man kann sich mit kleineren Ausschlägen begnügen, und außerdem wird infolge der durch Zusatz vergrößerten Kapazität C_2 die erforderliche Spannung V entsprechend kleiner. Man kann, wie ich mich durch den Versuch überzeugt habe, diese Messung sogar mit einer Zambonisäule ausführen, wenn man streng darauf achtet, daß der Säule beim Schalten keine Ladung entzogen wird. Der Vorgang ist sehr einfach:

Bei geerdetem Gehäuse, Hilfskonduktor und Fadensystem stellt man einen der Fäden auf den Nullpunkt ein, isoliert dann das Fadensystem, verbindet den einen Pol der Säule mit dem Hilfskonduktor und dann erst den bisher auch isolierten zweiten Pol mit dem Gehäuse und liest ab. Ist die Säule gut, dann erhält man sofort den vollen Ausschlag. Ist die Säule schwach, so wird der maximale Ausschlag erst nach einigen Minuten erreicht. Diese Ablesung ergibt aus der Eichkurve des Elektrometers die Spannung $V - v$. Erdet man jetzt das Fadensystem, so steigt der Ausschlag, und die Eichkurve gibt den Wert V. Dann ist

$$C_2 = C_1\,\frac{V - v}{v}.$$

1) Wulf, Die Fadenelektrometer, S. 46. Dümmlers Verlag, Berlin und Bonn 1933.

Innsbruck, Physikalisches Institut, im April 1939.

(Eingegangen 5. April 1939)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

U. Dehlinger: Chemische Physik der Metalle und Legierungen. Band III der Sammlung Physik und Chemie in Einzeldarstellungen (mit 41 Abb.). Leipzig 1939. Akademische Verlagsgesellschaft m.b.H. Brosch. RM 10.40, geb. RM 12.—.

Das Buch gibt eine zusammenfassende geschlossene Darstellung der Ergebnisse, die in der Metallkunde dank der Mithilfe der heutigen Atomphysik gewonnen werden konnten. Dem Verfasser selbst sind zahlreiche wertvolle Arbeiten auf diesem Gebiet zu verdanken, so daß seinem Buche von seiten der Stoffkunde und der Physik eine gute Aufnahme sicher sein dürfte. Es ist ihm gelungen, auf engem Raum den Stoff so einfach darzustellen, daß es auch dem Chemiker und Metallkundler möglich sein sollte, ihn zu erfassen, vorausgesetzt, daß er sich die Mühe nimmt, den an sich nicht übermäßig schwierigen Rechnungen aufmerksam zu folgen. Bisweilen wäre eine etwas ausführlichere Darstellung mit Rücksicht auf den vielen Metallkundlern zunächst fremdartig erscheinenden Stoff wohl angebracht gewesen, um so mehr, als der Verfasser nicht die (wohl immer etwas zweifelhafte) Gabe hat, mit wenigen Worten auf den Leser überzeugend einwirken zu können.

Inhaltlich ist das Buch der Versuch einer theoretischen Begründung der Metallkunde. Dehlinger begeht dabei nicht den für den Physiker naheliegenden Fehler, anzunehmen, daß die Metallkunde allein auf Grund physikalischer Deduktionen aufgebaut werden könnte. Seine Untersuchungen beginnen eigentlich immer erst da, wo die Physik als solche aufhört; sie erinnern oft mehr an biologische als an physikalische Ableitungen. Sein Vorgehen, das mehr auf Regeln als auf Gesetzen beruht, wird daher dem Physiker oft reichlich unsicher erscheinen. Es ist aber zu beachten, daß ein physikalisch deduktiver Aufbau bei der sehr verwickelten Problemstellung der Metallkunde nicht möglich erscheint, und daß Dehlinger zu einem geschlossenen theoretischen Aufbau gelangt, dessen Anwendung in der Metallkunde schon manchen Erfolg gebracht hat.

Im einzelnen behandelt das Buch nach einem sehr kurzen und unwesentlichen Kapitel über die Untersuchungsmethoden der Metallkunde zunächst die Gleichgewichtszustände in metallischen Systemen. Hierbei werden die thermodynamischen Voraussetzungen für das Auftreten verschiedener Phasen und für deren Gleichgewicht sowie die Erscheinung der Überstrukturbildung behandelt. Anschließend werden die verschiedenen bei Metallegierungen auftretenden Bindungsformen vom Standpunkt der Atomphysik aus besprochen. Darauf folgt eine Untersuchung der ferromagnetischen Erscheinungen, soweit diese im Rahmen der Metallkunde eine besondere Aufmerksamkeit verdienen. Zum Schluß werden die kinetischen Erscheinungen, wie Diffusion, Ausscheidungs- und Umwandlungsvorgänge u.a., eingehend besprochen, wobei die Härtungserscheinungen durch Ausscheidung und Warmbehandlung sowie die Rekristallisation eine besondere Beachtung finden. Ein umfangreiches Schrifttumsverzeichnis ist dem Buch beigegeben.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß das Buch eine wertvolle Neuerscheinung ist und daß es vor allem auch dem Physiker den Zugang zu der Metallkunde wesentlich erleichtern dürfte. Das einzige, was dem Referenten an dem Buche nicht gefällt, ist sein Titel. Damit, daß es eine theoretische Deutung der in Metallen und Legierungen beobachteten Vorgänge vom physikalischen Standpunkt aus gibt, ist es noch keineswegs als chemische Physik dieser Stoffe zu bezeichnen. Von der klassischen Metallkunde, die durchaus zur physikalischen Chemie gehört, ist in dem Buch recht wenig zu finden. Das, was Dehlinger in seinem Buche gibt, ist ein physikalischer Unterbau für diesen sowohl im Umfang als auch an Bedeutung viel größeren klassischen Aufbau. Es wäre wünschenswert gewesen, wenn Dehlinger dieser Tatsache, auf der ja zugleich der große Wert seines Buches beruht, auch in der Wahl des Buchtitels Ausdruck gegeben hätte. Heinrich Lange

---

Diebner-Graßmann, Künstliche Radioaktivität. X und 90 Seiten. Leipzig 1938. S. Hirzel. Geb. RM 12.—.

Das Gebiet der künstlichen Radioaktivität wächst so rasch, daß die Gefahr der Unübersichtlichkeit aufzutreten beginnt. Es ist deswegen für den Experimentator wie den Theoretiker eine wirkliche Hilfe, gewissermaßen einen Atlas für dieses Neuland zu erhalten. Diebner und Graßmann haben sich der mühevollen Aufgabe unterzogen, alle bisherigen Arbeiten und ihre Ergebnisse in übersichtlicher Weise zusammenzustellen. Aus ihrem Abriß kann man sich ebenso vom Standpunkt der einzelnen Kernreaktionen wie von irgendeinem Gebiet des Per. Systems aus mühelos einen Überblick über das bisher Erreichte verschaffen und ohne weiteres zu eingehenderer Beschäftigung die Originalarbeiten für die interessierenden Einzelheiten auffinden. Es ist ein großer Vorzug, daß diese Übersichtlichkeit nicht durch theoretische oder kritische Betrachtungen vermindert wird, die ja notwendigerweise einen anderen Charakter tragen müßten und die Einfachheit bei der Benutzung vermindern würden.

In diesem Sinne ist die Einleitung kurz gehalten. Man könnte bei den Benutzern wohl auch die Kenntnis der Grundtatsachen der künstlichen Radioaktivität noch voraussetzen. Es ist vielleicht nicht gerade glücklich zu sagen, daß man die Aktivitäten gut erfassen kann, weil die meisten Halbwertszeiten zwischen einigen Minuten und einigen Monaten liegen. Umgekehrt findet man nämlich gerade die Halbwertszeiten am besten, die in diesem Gebiet liegen. Ohne Zweifel gibt es bei größerem Abstand von den stabilen Isotopen viele

kurzlebigere und bei großer Spindifferenz viele langlebigere Strahler.

In die Tabellen sind auch die natürlichen radioaktiven und die stabilen Isotope mit aufgenommen; die Angaben darüber sind aber nicht so vollständig und zuverlässig wie bei dem eigentlichen Gegenstand des Buches. So sind z. B. bei K^{40} und Rb^{87} die radioaktiven Eigenschaften nicht angegeben. Stabile Isotope Zr^{96}, Dy^{66}, Os^{184} sind niemals experimentell gefunden worden, Cr^{56} in nicht unbedingt beweiskräftiger Form erst nach Erscheinen des Buches. Um die Summe der Isotopenhäufigkeiten nach der Entdeckung von neuen Isotopen mit 0,1–2 Proz. wieder auf 100 Proz. zu senken, hat man bei einigen Seltenen Erden für die alten Isotope ihrer Häufigkeit proportionale Beträge abgezogen. Die Angaben für die Häufigkeit dieser Isotope erlangen dadurch eine Genauigkeit von zwei Stellen hinter dem Komma, während in Wahrheit die Stelle vor dem Komma um mehrere Einheiten unsicher ist. Das ist jedenfalls störender als der Schönheitsfehler, daß die Summe nicht 100 Proz. ergäbe. Die Namen des Elements 71 sind Cassiopeium und Lutetium, aber nicht Luthecium.

Der Wert des Buches auf seinem eigentlichen Gebiet wird von diesem Nebenthema natürlich nicht beeinträchtigt. W. Wefelmeier

Hugo Dingler, Die Methode der Physik. 424 S. Gr.-8°. München 1938. Verlag Ernst Reinhardt. Brosch. RM 11.—, Leinen RM 13.—.

Dieses Buch faßt die Ansichten, die sich der Verfasser im Laufe vieler Jahre über die Grundlagen der Physik gebildet hat, in einer seiner eigenen Absicht nach endgültigen Form zusammen. Diese Ansichten stehen in vielen Punkten in scharfem Gegensatz zu den Anschauungen der modernen Physik. Eine Auseinandersetzung mit ihnen kann aber dem Physiker nicht schaden. Es handelt sich im wesentlichen um Fragen, die ins philosophische Gebiet hineinführen, und in diesem Gebiet haben die Physiker im allgemeinen recht undurchdachte Ansichten und machen es sich dadurch häufig selbst unmöglich, philosophisch gebildetere Laien von der erkenntnistheoretischen Bedeutung der Ergebnisse der modernen Physik zu überzeugen.

Dinglers Anschauungen bauen sich auf zwei Grundlagen auf. Die eine ist die Überzeugung, daß man das Wesen der Physik nur verstehen kann, wenn man in ihr letzten Endes ein System von Handlungsvorschriften sieht. So besteht z. B. die Geometrie nach seiner Ansicht nicht in, sei es nun evidenten oder empirischen, Aussagen, sondern stellt ein System methodischer Maßnahmen zur Beherrschung der Natur dar. Er definiert beispielsweise die Ebene als eine Fläche, deren „beide Seiten sowohl im ganzen als auch an jeder Stelle unterscheidbar sein sollen". Diese Definition enthält einerseits keine speziell empirischen Elemente, sondern verwendet nur die „Grundfähigkeiten" des Menschen, die praktisch vorausgesetzt werden müssen, damit überhaupt Wissenschaft möglich ist. Sie ist andererseits als direkte Vorschrift zur Herstellung von Ebenen aufzufassen, welche in dem technischen Verfahren, praktisch genaue Ebenen durch gegenseitiges Abschleifen dreier Stahlplatten aufeinander zu erzeugen, ihre Ausführung findet. Nun läßt sich in der Tat zeigen, daß, solange dieses Verfahren überhaupt eindeutig durchführbar bleibt und sein Ergebnis als Ebene bezeichnet wird, bereits jede Geometrie mit veränderlichem Krümmungsmaß ausgeschlossen ist; einige weitere ähnliche Vorschriften führen zur euklidischen Geometrie.

Diese Art, die Geometrie zu begründen (ähnlich wird weiterhin die gesamte klassische Mechanik begründet), muß für sich selbst genommen zwar möglich, aber willkürlich erscheinen; Dinglers System ist unter diesem Gesichtspunkt betrachtet nur eine Spielart des Konventionalismus. Die Eindeutigkeit soll den Vorschriften nunmehr gegeben werden durch die Forderung, daß sie jeweils lediglich mit Hilfe der „Grundfähigkeiten" und anderer bereits ebenso eindeutig definierter Vorschriften definiert werden. Diese zweite Grundlage des Dinglerschen Systems soll den physikalischen Sätzen denselben Rang geben wie den Sätzen der Logik: den der absoluten Sicherheit. Der Aufbau der Physik, der sich dabei ergibt, kann hier nicht im einzelnen dargestellt werden. Die Art, wie sogar das Gravitationsgesetz als eine rein methodische Maßnahme aufgefaßt wird, zu der die von Dingler entwickelten Überlegungen selbst dann hätten führen müssen, wenn dieses Gesetz nicht empirisch die Planetenbewegungen beherrschte (S. 136 u. f.), wird kaum einen Physiker überzeugen können. Der entscheidende Einwand gegen das System dürfte aber das in ihm enthaltene konventionalistische Moment treffen; denn der Physiker, der etwa an die Gültigkeit einer nicht euklidischen Geometrie in der Natur auf Grund gewisser Erfahrungen glaubt, wird eben deshalb überzeugt sein, daß Dinglers Verfahren der Herstellung einer Ebene und eines deformationsfreien Körpers an denjenigen Stellen praktisch undurchführbar wird, an denen die Abweichung der in der Natur herrschenden Geometrie von der euklidischen merklich wird. Für eine genaue Diskussion dieser Zusammenhänge sei auf den Artikel des Referenten in der „Tatwelt" 15. Heft 2. 1939, verwiesen.

Die von Dingler behandelten Probleme sind wichtig, und auch der Physiker, der seine Lösung ablehnt, wird viel erkenntnistheoretische Belehrung aus dem Versuch ziehen können, diese Ablehnung exakt zu begründen. Die Betonung der Bedeutung des Handelns und der Handlungsvorschriften in der Physik ist gegenüber der älteren Erkenntnistheorie auf jeden Fall ein großes Verdienst. Zu bedauern ist nur, daß Dingler seine Polemik gegen die von ihm abgelehnte Physik oft genug in Formen kleidet, die es schwer machen, die Diskussion auf einer sachlichen Ebene zu halten. C. F. v. Weizsäcker

M. Planck, Determinismus oder Indeterminismus. 32 S. Leipzig 1938. Joh. Ambr. Barth. RM 1.50.

Wieder einer der Vorträge, in denen Plancks philosophisches Denken um das ihm besonders bedeutsame Thema der Freiheit kreist, wieder jene wohltuende klare Sprache, die gerade durch ihre Schlichtheit anregend und klärend wirkt, auch wenn der Leser nicht zum gleichen Ergebnis kommt. Der Verfasser sucht im ersten Teil den Gegensatz zwischen Determinismus und Indeterminismus zu überwinden, indem er die Berechtigung des einen oder anderen von den gemachten Voraussetzungen abhängig macht und je nach dem

Sinn, in dem das Wort Wirklichkeit gebraucht wird, anerkennt. Wetter oder Lotteriegewinne sind „in Wirklichkeit" undeterminiert, insofern ich eben tatsächlich nicht alle Faktoren berücksichtigen kann, in anderem, objektiv gedachten Sinne sind sie „in Wirklichkeit" determiniert; unser Wille ist „wirklich" indeterminiert und unbeobachtbar für uns selbst, er wäre determiniert für einen uns hinreichend überlegenen, auch unser Unbewußtes durchschauenden Beobachter.

Damit hat sich allerdings Planck bereits zum Determinismus bekannt. Denn was der Indeterminist meint, ist, daß in beiderlei Sinn des Wortes Wirklichkeit, im subjektiv Tatsächlichen und objektiv „Wirklichen", die Zukunft nicht restlos determiniert sei, wie sehr ihre Möglichkeiten auch durch die Vergangenheit eingeengt seien. Was der wirkliche Indeterminist meint, ist, religiös gesprochen, daß Gott nicht ein für allemal für alle Zukunft schon entschieden hat oder daß er wenigstens den endlichen Wesen einen Spielraum jeweiliger Entscheidung in der Zeit ließe; psychologisch gesprochen, daß der Mensch zwischen verschiedenen Möglichkeiten entscheiden kann, sei es im Fall der Motivlosigkeit oder bei widerstreitenden gleichstarken Motiven oder im Fall der Notwendigkeit zu handeln mit in jedem Fall unabsehbaren Folgen oder im Fall sittlichen Handelns durch Aktivierung seelischer Energie; in bezug auf das schwebende naturphilosophische Problem, daß die Natur als Ganzes oder ihre Elemente sich je und je erst in Sprüngen festlegen, daß zwischen verschiedenen Möglichkeiten die Wahl je und je erst in unstetigen Prozessen erfolgt. Grundsätzlich ist, das stellt Planck selbst fest, der Indeterminismus keineswegs logisch undenkbar. Er meint eine Welt, in der es mehrdeutige Situationen gibt, zwischen denen nichtsdestoweniger eine Entscheidung fallen muß, eine Welt, in der spontanes oder schöpferisches Geschehen möglich ist, in der, um mit Bavink zu reden, die Kontingenz nicht nur „im Anfang" steht, sondern die ganze Zeit durchzieht. Die (verallgemeinernde) Entscheidung für den Determinismus pflegt unter dem Eindruck der Bewährung der Natur- und Seelengesetzlichkeit zu fallen, die Entscheidung für den Indeterminismus unter dem Eindruck vor allem des eigenen Freiheitserlebnisses und der sittlichen Verantwortung, neuerdings auch der Unstetigkeit, Sprunghaftigkeit und anscheinend „primären" Wahrscheinlichkeit in der Natur.

Diesem Problem wendet sich nun der Verfasser im zweiten Teil zu. Durch den Indeterminismus werde das Ziel wissenschaftlicher Forschung tiefer (nach Meinung Plancks zu tief) gesteckt. In Übereinstimmung mit Vertretern des Indeterminismus, z. B. Jordan, stellt Planck fest, daß die Unbestimmtheit dann auch ins Makrophysikalische übergreifen könne. Daß freilich auch die Naturkonstanten (e und h) dann ihren strengen Charakter verlören, würden die Indeterministen bestreiten, zumal sie in h gerade die die Unbestimmtheit definierende Grenze sehen. Desgleichen würden sie nicht zugeben, daß sie den Kosmos aus dem Chaos herleiten wollten. Wenn der Indeterminismus ausgemerzt werden solle, so müsse vor allem die der klassischen Physik entnommene Voraussetzung fallen, daß das Elektron ein materieller Punkt, ein Korpuskel sei; eine Materiewelle sei eben weder zeitlich noch räumlich begrenzt. „Indem das Gesetz der Unschärfe die Voraussetzung der klassischen Mechanik, die zur Annahme des Indeterminismus gezwungen hat, aufgibt, schafft es tatsächlich die Vorbedingung für die Möglichkeit einer deterministischen Theorie." Gewiß, die Determination ließe sich durchführen auf dem Boden der Vorstellung realer Materiewellen, der „verschmierten" Elektronen. Aber andererseits ist eben die Korpuskelnatur von Elektronen und Photonen ebenfalls so unabweisbar, daß die Indeterministen die Welle als primäre Wahrscheinlichkeitswelle deuten.

So ist also Planck auch auf diesem Gebiet echter Determinist: Kann man in Fällen, wo die Sonde größer würde als der zu sondierende Gegenstand, auch tatsächlich nicht determinieren, so doch im Gedankenexperiment, wenn auch unter Verzicht auf die Anschaulichkeit, aber der Wert eines Gedankens hänge nicht davon ab, ob er anschaulich sei — das Urteil darüber wechselt im Laufe der Zeit —, sondern was er leiste. Aloys Wenzl

NACHRICHTEN

Dozenturen: Dr. Rudolf Koetschau an der Universität Hamburg für Mineralölchemie, Dr. Josef Schintlmeister an der Universität Wien für Experimentalphysik.

Ernannt: Dr. N. A. Sörensen zum Professor der organischen Chemie an der Technischen Hochschule Norwegens in Trondjhem, der Chef-Physiker des AEG. Röhrenwerkes Berlin-Oberspree Dr. W. Kluge zum Dozenten für technische Elektronik an der Technischen Hochschule Danzig (Berichtigung von Seite 236).

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor für chemische Technologie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr.-Ing. Otto Fuchs, der ord. Professor für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Walter Ludwig.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der organischen und physikalischen Chemie an der Universität Marburg Geh. Regierungsrat Dr. Karl v. Auwers, der Entdecker auf dem Gebiete der Sprengstoffchemie Professor Dr. Charles Edward Munroe, Forest Glen Maryland.

Berichtigung

zu der Arbeit: „Sättigungsdruck von Wasserdampf zwischen 73 und 130 Grad" von H. Moser und A. Zmaczynski, Physik. Zeitschr. **40**, 221, 1939.

In der Zahlentafel III auf Seite 228 ist leider ein Rechenfehler stehengeblieben. Bei 121° beträgt der Sättigungsdruck nicht 1546,81, sondern 1586,81 mm Hg oder 2,08931 kg*/cm². Ferner muß im Kopf der Zahlentafel I (S. 227) in der 6. Spalte Δt (stat) durch Δt (dyn) ersetzt werden.

Berlin-Charlottenburg, im Mai 1939.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. I. Vj. 1939. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.